

Universidade do Minho

Escola de Engenharia

Manuel António Ribeiro Lopes

**Estudo do elemento de um queimador de
chama pobre com estabilização por chama
piloto para queimadores de baixo NOx de
19 kW**

Tese de Mestrado

Ciclo de Estudos Integrados Conducentes ao Grau de Mestre
em Engenharia Mecânica

Trabalho efectuado sob a orientação de

Professor Doutor José Carlos Teixeira

Professor Doutor Manuel Eduardo Ferreira

Engenheiro Luís Monteiro

AGRADECIMENTOS

Gostaria de expressar os meus mais sinceros agradecimentos a todos aqueles que contribuíram, encorajaram e apoiaram a realização deste trabalho.

Em primeiro lugar, aos meus orientadores, Professor Doutor José Carlos Teixeira, Professor Doutor Manuel Eduardo Ferreira e Engenheiro Luís Monteiro pela orientação, apoio, dedicação e tempo disponibilizado.

Aos meus colegas e amigos Amaro Castro e Nelson Rodrigues pela ajuda, companheirismo e lealdade ao longo da realização de todo este trabalho. Sem eles este trabalho não seria o mesmo.

À Bosch (Termotecnologia, S.A.), por toda a disponibilidade e cedência de material para ensaios.

Ao Ricardo Oliveira pela ajuda na simulação CFD da influência de uma tubeira e respectiva garganta no arrastamento de ar.

Ao Luís Moniz pela ajuda na maquinação de alguns componentes utilizados nos ensaios experimentais.

Aos meus colegas e amigos do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade do Minho, em especial ao Carlos Mendes, Júlio Cunha, Pedro Ribeiro e Ricardo Campos, pelas conversas sérias sobre o tema, bem como pelos momentos de diversão proporcionados durante as pausas no trabalho.

Aos meus colegas e amigos com quem partilhei todo este percurso académico: João Areias, Joni Gomes, Rafael Esteves, Ricardo Lima, Rui Lourenço e Vítor Santos pela amizade, pelos excelentes momentos e por estarem presentes nos momentos importantes.

À Paula por toda a ajuda e apoio.

À Sofia por toda a ajuda, apoio e carinho e por estar sempre presente nos momentos mais importantes.

À minha família, em especial ao meu avô Ribeiro, à minha mãe e ao meu pai por todo o apoio e carinho e por permitirem que tudo isto fosse possível.

RESUMO

As emissões poluentes resultantes da queima de combustíveis fósseis são apontadas como um dos principais factores de poluição atmosférica. Os óxidos de azoto (NO_x) são responsáveis pela formação de chuvas ácidas e nevoeiro fotoquímico. A sua redução é fundamental, tendo em conta a crescente preocupação ambiental que conduz à criação de legislação cada vez mais exigente quanto à limitação dos níveis de emissões nocivas. No que diz respeito aos equipamentos domésticos de produção de AQS, em especial os esquentadores, já existem algumas soluções em comercialização capazes de obter baixos níveis de emissões poluentes. No entanto, a complexidade dos sistemas utilizados torna o preço final do produto bastante mais elevado, dificultando a sua adopção em massa. Torna-se, assim, primordial a concepção e desenvolvimento de novas soluções mais simples e economicamente viáveis que cumpram os limites impostos pela legislação.

Neste trabalho foi estudada a formação, evolução e comportamento da mistura ar-combustível num queimador de gás do tipo flauta, de baixo NO_x , de um esquentador doméstico. Para isso, foi desenvolvido e aplicado um modelo matemático que, mediante condições de entrada, permite prever a quantidade de ar arrastado

Foram, previamente, efectuados estudos sobre os fenómenos de interacção de um jacto sobre o fluido vizinho e estabilização e comportamento de chama, bem como uma análise detalhada aos diversos tipos de flautas existentes no mercado. De modo a validar os resultados teóricos obtidos foram realizados ensaios experimentais. A utilização da anemometria laser por efeito de Doppler, permitiu determinar o caudal de ar induzido na flauta em estudo, bem como avaliar a influência do comprimento da garganta de uma tubeira na quantidade de ar arrastado. Foi, ainda, realizada uma análise paramétrica onde se avaliou a influência de algumas variáveis na quantidade de ar arrastado.

Os resultados obtidos numericamente para o coeficiente de excesso de ar de uma flauta convencional ($0,645 \leq \lambda \leq 0,794$) revelaram-se razoavelmente próximos do valor anunciado pelo fabricante ($\lambda = 0,7$). A análise numérica da flauta com ancoramento de chama permitiu obter valores que confirmam a diferença entre as riquezas das duas misturas. A variação da geometria interna da flauta possui, de modo geral, um peso reduzido na quantidade de ar arrastado, à excepção da variação do diâmetro dos orifícios de admissão e dos orifícios de chama principal.

ABSTRACT

Pollutant emissions from burning fossil fuels are mentioned as a major contributor to air pollution. Nitrogen oxides (NO_x) from combustion are responsible for the formation of acid rain and photochemical smog. Its reduction is essential, given the growing environmental concern leading to the creation of rigorous legislation considering the levels of harmful emissions.

Regarding domestic hot water production appliances, particularly water heaters, there are already some solutions in the market able to achieve low pollutant emissions. However, the complexity of the solutions makes the price tag significantly higher, hampering its mass adoption. It is therefore essential to design and develop new simpler and economical solutions to meet the limits imposed by legislation.

In this work it was studied the formation, evolution and behavior of the air-fuel mixture in a water heater low NO_x gas burner element. For that, it was developed and applied a mathematical model, which, upon initial settings, allows a prediction of the amount of drawn air.

Studies on the interaction of a jet on a quiescent fluid and flame stabilization and behavior phenomena were conducted, as well as a detailed analysis of several burner element models on the market.

To validate the theoretical results, experimental tests were performed. Laser Doppler Anemometry allowed to evaluate the influence of the length of the throat in the amount of entrained air, as well as, the air induced in the burner element under study. Furthermore it was performed a parametric analysis which evaluated the influence of some variables (geometry, physical properties of fluids, etc.) in the amount of entrained air.

The numerical results for the air-fuel equivalence ratio of a conventional burner element ($0,645 \leq \lambda \leq 0,794$) proved to be reasonably close to the value announced by the manufacturer ($\lambda = 0,7$). Numerical analysis of the burner element with pilot stabilization allowed to obtain values that confirm the difference between the richness of the two mixtures. The change in internal geometry of the burner element is, in general, negligible regarding the variation in the amount of entrained air, except the diameter variation of the inlet ports and the main flame ports.

ÍNDICE

AGRADECIMENTOS	ii
RESUMO	iii
ABSTRACT	iv
LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS	viii
LISTA DE FIGURAS	xiii
LISTA DE TABELAS	xx
Capítulo 1 - INTRODUÇÃO	1
1.1. Equipamentos de queima de gás	3
1.1.1. Esquentador	3
1.1.2. Mercado	7
1.2. Motivação e âmbito	10
1.3. Objectivos da tese	11
Capítulo 2 - REVISÃO DE LITERATURA	13
2.1. Formação de chama	13
2.2. Estabilidade de chama	17
2.3. Princípios de funcionamento de queimadores de gás	25
2.3.1. Injector	28
2.3.2. Entradas de ar primário	31
2.3.3. Venturi	32
2.3.4. Tubo/Câmara de mistura	34
2.3.5. Formato da câmara de mistura	34
2.3.6. Orifícios de chama	35
2.4. Flautas	37
2.4.1. Flauta convencional	38
2.4.2. Flauta com ancoramento de chama	40
2.4.3. Flauta com estágio do oxidante	47
2.4.4. Flauta com estabilizadores aerodinâmicos de chama	50
2.5. Teoria dos jactos turbulentos	53
2.5.1. Constituição do jacto	54
2.5.1.1 Zona de Estabelecimento do Escoamento (ZFE)	54

2.5.1.2. Zona de Transição	56
2.5.1.3. Zona do Escoamento Estabelecido (ZEF)	57
2.5.1.4. Origem Virtual	57
2.5.2. Arrastamento (Entrainment)	59
2.5.3. Alargamento do jacto	62
2.6. Óxidos de Azoto (NO _x)	64
2.6.1. Mecanismo térmico	65
2.6.2. Mecanismo imediato	66
2.6.3. Mecanismo com N ₂ O como intermédio	67
2.6.4. Métodos de controlo das emissões de NO _x	67
2.6.4.1. Recirculação dos produtos de combustão	68
2.6.4.2. Estagiamento do ar de combustão	68
2.6.4.3. Pré-misturas pobres	69
Capítulo 3 - MODELAÇÃO MATEMÁTICA	71
3.1. Leis da conservação	72
3.1.1. Conservação da quantidade de movimento linear	72
3.1.2. Conservação da energia	75
3.2. Arrasto de ar por um jacto	78
3.3. Determinação do rácio ar/combustível de um queimador do tipo flauta	82
3.3.1. Flauta convencional	82
3.3.2. Flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto	88
3.3.2.1. Orifício principal	88
3.3.2.2. Orifício secundário	92
Capítulo 4 - INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL	97
4.1. Escoamento da mistura numa flauta	97
4.2. Injecção de jacto numa tubeira	101
4.3. Procedimentos experimentais	104
4.3.1. Ensaio tubeira	105
4.3.2. Ensaio flauta	106
Capítulo 5 - TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	109
5.1. Anemometria laser de efeito Doppler (LDA)	109
5.1.1. Princípios básicos	110
5.1.2. Variação da frequência (Frequency Shift)	114
5.1.3. Sinal	116
5.1.4. Selecção de um insemador (tracer) adequado	118

5.1.5. Configuração do LDA	120
5.2. Medição de pressões	122
5.2.1. Manómetro de Bourdon	123
5.2.2. Micromanómetro de Betz	124
5.3. Medição de caudais	125
Capítulo 6 - ANÁLISE E DISCUSSÃO DE RESULTADOS	127
6.1. Arrastamento de ar provocado por um jacto	127
6.2. Influência de uma tubeira no arrastamento de ar provocado por um jacto	132
6.3. Determinação da quantidade de ar arrastado numa flauta convencional	140
6.4. Determinação da quantidade de ar arrastado numa flauta com ancoramento da chama principal por chama piloto	142
6.4.1. Resultados teóricos	142
6.4.2. Resultados experimentais	144
6.5. Análise paramétrica	155
6.5.1. Influência do combustível utilizado	155
6.5.2. Influência do diâmetro do injector	156
6.5.3. Influência da geometria da flauta	157
6.5.3.1. Percurso principal	157
6.5.3.2. Percurso secundário	159
Capítulo 7 - CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO	163
7.1. Conclusões	163
7.2. Trabalho futuro	166
REFERÊNCIAS	167
Anexo A - ANÁLISE PARAMÉTRICA DE UMA FLAUTA CONVENCIONAL	173
Anexo B - DEDUÇÕES MATEMÁTICAS	177
Anexo C - PROGRAMA COMPUTACIONAL	189

LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

SÍMBOLO	DESIGNAÇÃO	UNIDADES
a	Raio de curvatura	[m]
A	Área	[m ²]
c	Velocidade da luz	[m/s]
C	Calor específico da mistura (reagentes)	[J/kg.K]
C_d	Coeficiente de descarga	
C_e	Coeficiente de arrastamento (<i>entrainment</i>)	
C_{el}	Taxa de arrastamento (<i>entrainment</i>)	
C_p	Coeficiente de recuperação de pressão no difusor	
d^*	Diâmetro equivalente da origem	[m]
d_{inj}	Diâmetro do injetor	[m]
d_{mv}	Diâmetro do volume de controlo formado pelos feixes	[m]
d_q	Diâmetro de <i>quenching</i>	[m]
D	Diâmetro do orifício de saída do jacto	[m]
	Diâmetro interno do tubo de um queimador de Bunsen	
D_h	Diâmetro hidráulico	[m]
e	Energia por unidade de massa	[J/kg]
E	Energia do sistema	[J]
f	Factor de atrito	
f_d	Frequência do feixe disperso (detectado)	[Hz]
f_D	Frequência Doppler	[Hz]
f_i	Frequência do feixe laser incidente	[Hz]
f'_s	Desvio de frequência (<i>frequency shift</i>)	[Hz]
g	Aceleração gravítica	[m/s ²]
g_B	Gradiente de velocidades do escoamento num queimador de Bunsen acima do qual ocorre <i>blowout/blowoff</i>	[1/s]
g_F	Gradiente de velocidade do escoamento num queimador de Bunsen abaixo do qual ocorre retorno de chama (<i>flashback</i>)	[1/s]

h	Perda de carga	[m]
H	Calor de combustão	[kJ/kg]
\hat{i}	Versor	
J	Quantidade de movimento linear	[kg.m/s ²]
J_0	Quantidade de movimento do jacto	[kg.m/s ²]
K	Condutividade média da mistura	[W/m.K]
	Momento cinemático	[m ⁴ /s ²]
K_{CS}	Coeficiente de perda de carga na contracção súbita	
K_{CV}	Coeficiente de perda de carga no cotovelo	
K_{exp}	Coeficiente de perda de carga na expansão gradual	
K_{ES}	Coeficiente de perda de carga na expansão súbita	
K_{f1}	Taxa de reacção directa	
K_{OR}	Coeficiente de perda de carga nos orifícios	
m	Massa	[kg]
\dot{m}_0	Caudal mássico inicial do jacto livre	[kg/s]
\dot{m}_1	Caudal mássico do jacto livre	[kg/s]
\dot{m}_{ar}	Caudal mássico de ar	[kg/s]
\dot{m}_{fuel}	Caudal mássico de combustível	[kg/s]
\dot{m}_f	Caudal do combustível descarregado	[kg/s]
\dot{m}_{mix}	Caudal mássico da mistura ar-combustível	[kg/s]
\dot{m}_∞	Caudal mássico de fluido vizinho	[kg/s]
\hat{n}	Versor	
N_{fs}	Número de franjas	
N_{OC}	Número de orifícios de chama	
N_{OCP}	Número de orifícios de chama principais	
N_{OCS}	Número de orifícios de chama secundários	
p	Pressão	[Pa]
P	Potência	[W]
P_{inj}	Pressão no injector	[bar]
$P_{molhado}$	Perímetro molhado	[m]
Q	Calor fornecido ao sistema	[J]
r	Raio	[m]
$r_{1/2}$	Meio-raio	[m]

Re_D	Número de Reynolds	
S_{fs}	Espaçamento entre as franjas	[m]
S_L	Velocidade de propagação da chama laminar	[m/s]
t	Tempo	[s]
T_f	Temperatura da chama	[K]
T_S	Temperatura da mistura (reagentes)	[K]
ΔT	Variação da temperatura	[K]
u	Componente da velocidade na direcção axial	[m/s]
	Velocidade local do jacto	[m/s]
\bar{u}	Velocidade média	[m/s]
u_0	Velocidade de chama	[m/s]
u_{BO}	Velocidade de <i>blowoff</i>	[m/s]
u_s	Velocidade da mistura (reagentes)	[m/s]
u_{\perp}	Componente da velocidade perpendicular às franjas	[m/s]
U_m	Velocidade máxima do jacto (no eixo)	[m/s]
U_{max}	Velocidade máxima do escoamento	[m/s]
U_{inj}	Velocidade de média do jacto à saída do injector	[m/s]
U_x	Velocidade na direcção x	[m/s]
U_y	Velocidade na direcção y	[m/s]
U_z	Velocidade na direcção z	[m/s]
$\langle u \rangle$	Velocidade média do escoamento	[m/s]
v	Velocidade	[m/s]
V	Velocidade	[m/s]
\dot{V}	Caudal volúmico	[m ³ /s]
\vec{V}	Vector velocidade	
\dot{V}_{ar}	Caudal volúmico de ar	[m ³ /s]
\dot{V}_C	Caudal volúmico de combustível que é descarregado pelo injector	[m ³ /s]
V_{inj}	Velocidade de injeção	[m/s]
\dot{V}_{fu}	Caudal volúmico da mistura num queimador de Bunsen	[m ³ /s]
\dot{V}_{fuel}	Caudal volúmico de combustível	[m ³ /s]
V_j	Volume do jacto de mistura	[m ³]
V_u	Velocidade da mistura ar-combustível (reagentes)	[m/s]

$V_{u,n}$	Componente normal à velocidade da mistura ar-combustível	[m/s]
w_0	Metade da espessura da cintura do feixe de luz	[m]
W	Trabalho realizado pelo sistema	[J]
\bar{W}_F'''	Taxa de combustão	[kg/m ³ .s]
x	Distância a jusante a partir da origem virtual	[m]
z	Altura	[m]

Gregos

SÍMBOLO	DESIGNAÇÃO	UNIDADES
α	Factor de correcção de energia cinética	
β	Factor de correcção do movimento	
θ	Semi-ângulo entre dois feixes de luz	[rad]
ε_0	Viscosidade cinemática virtual	
Λ	Valor próprio da velocidade de chama ($\approx 1/2$)	
λ	Comprimento de onda da luz	[m]
	Coeficiente de excesso de ar	
μ	Viscosidade dinâmica	[kg/m.s]
ν	Viscosidade cinemática	[m ² /s]
ρ	Massa volúmica	[kg/m ³]
ρ_C	Massa volúmica do combustível	[kg/m ³]
ρ_{mix}	Massa volúmica da mistura ar-combustível	[kg/m ³]
ρ_s	Massa volúmica dos reagentes	[kg/m ³]
ρ_∞	Massa volúmica do fluido do meio onde o jacto é descarregado	[kg/m ³]
ϕ	Razão de equivalência	
ψ	Ângulo de abertura do cone formado pela chama interior	[rad]

ABREVIATURA	DESIGNAÇÃO
AQS	Águas Quentes Sanitárias
LDA	<i>Laser Doppler Anemometry</i> (anemometria laser <i>Doppler</i>)
NO _x	Óxidos de Azoto (NO e NO ₂)
PCI	Poder Calorífico Inferior
PPM	Partes Por Milhão
PTN	Pressão e Temperatura Normais
SNR	<i>Signal-to-Noise Ratio</i>
SO _x	Óxidos de enxofre
ZEF	<i>Zone of Established Flow</i> (Zona de Escoamento Estabelecido)
ZFE	<i>Zone of Flow Establishment</i> (Zona de Estabelecimento do Escoamento)

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Tipos de esquentador: <i>sistemas</i> (a) <i>single point</i> ; (b) <i>multipoint</i> (Adaptado de Treloar 2010)	4
Figura 1.2 - Válvula de controlo do diferencial de pressão: (a) <i>repouso</i> ; (b) <i>actuada</i> (Adaptado de Treloar 2010)	5
Figura 1.3 - Esquema dos componentes principais de um esquentador (Adaptado de Treloar 2010)	6
Figura 1.4 - Vendas de esquentadores na União Europeia (Adaptado de Kemna et al. 2007) ..	8
Figura 1.5 - <i>Market Share</i> dos equipamento de produção de AQS nos EUA por tecnologia e fonte de energia em 2006 (Adaptado de U.S. Department of Energy 2009)	9
Figura 1.6 - Vendas de sistemas de produção de AQS com certificação <i>ENERGY STAR</i> nos EUA (Adaptado de Ryan et al. 2010)	9
Figura 2.1 - Diagrama esquemático de uma chama de pré-mistura laminar estabilizada num queimador (bico) de Bunsen (Adaptado de Coelho & Costa 2012)	15
Figura 2.2 - Superfície cônica de uma chama de pré-mistura (Adaptado de Kuo 1986)	17
Figura 2.3 - Influência da pressão nos limites de flamabilidade de misturas de gás natural e ar (Adaptado de Lewis & von Elbe 1961)	18
Figura 2.4 - Estabilização de chama num queimador de Bunsen (Adaptado de Lewis & von Elbe 1961)	19
Figura 2.5 - Perfis de velocidade do escoamento da mistura e de propagação de chama dentro do tubo de um queimador de Bunsen (Adaptado de Lewis & von Elbe 1961)	20
Figura 2.6 - Perfis de velocidade do escoamento e da velocidade de propagação e influência da velocidade da mistura ar-combustível na estabilização de chama num queimador de Bunsen (Adaptado de Lewis & von Elbe 1961)	21
Figura 2.7 - Influência da razão de equivalência, ϕ , nos gradientes g_F e g_B para uma mistura de ar-combustível (Adaptado de Glassman & Yetter 2008)	22

Figura 2.8 - Diagrama de estabilidade de chama para um queimador de Bunsen (Adaptado de Glassman & Yetter 2008).....	23
Figura 2.9 - Diagrama de estabilidade e limites de operação de queimadores de Bunsen (Adaptado de Glassman & Yetter 2008)	23
Figura 2.10 - Queimadores atmosféricos: (a) <i>queimador de caldeira mural</i> ① <i>flauta</i> ② <i>régua de injectores</i> (VULCANO 2008a); (b) <i>queimador de fogão doméstico</i> (Treloar 2010)	27
Figura 2.11 - Esquema da constituição de um queimador atmosférico do tipo flauta: <i>principais constituintes</i> (VULCANO 2008b)	27
Figura 2.12 - Comparação entre as características de injectores: (a) <i>baixo coeficiente de descarga, grande perda de pressão</i> ; (b) <i>elevado coeficiente de descarga, baixa perda de pressão</i> (Adaptado de Hazlehurst 2009)	29
Figura 2.13 - Formatos de injectores: <i>os injectores</i> (a), (b), (c) e (d) <i>são do tipo “aresta viva”</i> ; o <i>injector</i> (e) <i>é do tipo “canal”</i> (Adaptado de Berry et al. 1921)	30
Figura 2.14 - Efeito do número de Reynolds no coeficiente de descarga de um injector típico e de orifícios de chama (Jones 1989)	31
Figura 2.15 - Transformações de energia no venturi de um queimador (Adaptado de Hazlehurst 2009)	32
Figura 2.16 - Gráfico da variação da razão ar/combustível em função da pressão de entrada num queimador com venturi (Adaptado de Hazlehurst 2009)	33
Figura 2.17 - Formatos da câmara de mistura: (a) <i>queimador em cunha</i> (Adaptado de Hazlehurst 2009) (b) <i>aplicação de posição com abertura de secção variável</i> Adaptado de Seebauer 1981)	35
Figura 2.18 - Orifícios de chama: (a) <i>queimador com insuficiência de ar secundário</i> ; (b) <i>queimador com bom arejamento de ar secundário</i> (Adaptado de Hazlehurst 2009)	36
Figura 2.19 - Queimador de "fita" (Adaptado de Treloar 2010)	36
Figura 2.20 - Queimador de gás de esquentador doméstico: <i>as flautas (elementos) são alinhadas paralelamente e acopladas à régua de injectores</i>	37
Figura 2.21 - Flauta atmosférica para equipamentos domésticos aquecidos a gás: pormenor dos orifícios de chama	38

Figura 2.22 - Esquema ilustrativo da flauta: <i>alçada principal, vista de cima e vista em corte</i> (Adaptado de Seebauer 1981)	39
Figura 2.23 - Esquema ilustrativo da flauta: <i>pormenores dos orifícios das chamas principais e auxiliares; vista em corte da cabeça da flauta</i> (Adaptado de Seebauer 1981)	40
Figura 2.24 - Flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto	42
Figura 2.25 - Esquema de montagem de algumas flautas com ancoramento de chama principal por chama piloto: principais detalhes construtivos (Adaptado de Nakaura et al. 1997)	42
Figura 2.26 - Pormenores construtivos da flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto (Adaptado de Nakaura et al. 1997)	44
Figura 2.27 - Estabilidade de chama em regimes de baixa emissão de NO_x : (a) <i>flauta convencional</i> ; (b) <i>flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto</i> (Adaptado de Nakaura et al. 1997)	45
Figura 2.28 - Flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto com apenas uma admissão de ar e combustível (Adaptado de Kuriyama et al. 2003)	46
Figura 2.29 - Queimador constituído por conjuntos consecutivos de duas flautas: a maior produz uma chama pobre, ao passo que a mais pequena produz uma chama rica (Adaptado de Sugahara et al. 1994)	46
Figura 2.30 - Flauta estagiada: <i>diagrama esquemático onde é representado o escoamento do ar por meio de setas</i> (Adaptado de Shimazu et al. 2007)	49
Figura 2.31 - Flauta com estabilizadores aerodinâmicos de chama	50
Figura 2.32 - Esquema da flauta com estabilizadores aerodinâmicos (Ferroli 1993)	51
Figura 2.33 - Flauta com estabilizadores aerodinâmicos de chama: <i>pormenor dos orifícios de chama e apêndices aerodinâmicos</i>	52
Figura 2.34 - Formação do jacto turbulento: (a) $Re \approx 2,5 \times 10^3$ ($0 < x/d < 35$) (b) $Re \approx 10^4$ ($0 < x/d < 200$) (Reproduzido de Dimotakis 1993)	54
Figura 2.35 - Zonas do jacto turbulento (Adaptado de Rodko 1997)	55
Figura 2.36 - Características do escoamento de jactos circulares (Adaptado de Ball et al. 2012)	56
Figura 2.37 - Linhas de igual velocidade adimensional na zona principal de um jacto e origem virtual (Adaptado de Nunes 2003)	58

Figura 2.38 - Esquematização do fenómeno <i>entrainment</i> (arrastamento).....	59
Figura 2.39 - Representação típica da influência da pressão do jacto sobre o arrasto do ar ambiente em função do diâmetro do injector e do caudal de fluido injectado (Adaptado de Baukal Jr 2003)	62
Figura 2.40 - Evolução do alargamento do jacto. Legenda: ☒ Quinn & Militzer (1989); Abdel- Rahman et al. (1997); □ Mi et al. (2001), contracção; ■ Mi et al. (2001), tubo; ▷ Mi et al. (2001), orifício; ◇ Xu e Antonia (2002), contracção; ◆ Xu e Antonia (2002), tubo; ▲ Iqbal e Thomas (2007); ⊗ Fellouah e Pollard (2009). (Adaptado de Ball et al. (2012))	63
Figura 3.1 - Movimento de um fluido num volume de controlo (Adaptado de Douglas et al. 2005).....	73
Figura 3.2 - Energia de um fluido em movimento (Adaptado de Douglas et al. 2005).....	76
Figura 3.3 - Jacto livre circular (Adaptado de Kanury 1994)	78
Figura 3.4 - Regra dos trapézios (Adaptado de Polyanin & Manzhirov 2007)	81
Figura 3.5 - Pontos de controlo de uma flauta convencional (Adaptado de Seebauer 1981) ..	83
Figura 3.6 - Escoamento através de uma conduta rectangular.....	87
Figura 3.7 - Pontos de controlo do percurso principal de uma flauta com ancoramento de chama por chama piloto (Adaptado de Nakaura et al. 1997) ...	89
Figura 3.8 - Perdas de carga distribuídas e associadas a contracções/expansões no volume de controlo 3-4 (Adaptado de Nakaura et al. 1997)	89
Figura 3.9 - Coeficiente de perda de carga para um cotovelo (90°).....	90
Figura 3.10 - Pontos de controlo do percurso secundário de uma flauta com ancoramento de chama por chama piloto (Adaptado de Nakaura et al. 1997).....	92
Figura 3.11 - Núcleo de uma flauta de flauta com ancoramento de chama por chama piloto: <i>pormenor dos orifícios de descarga do canal de entrada</i> (Adaptado de Nakaura et al. 1997)	94
Figura 3.12 - Perdas de carga existentes entres os pontos 6 e 7 (Adaptado de Nakaura et al. 1997)	94
Figura 4.1 - Montagem Experimental Principal	98
Figura 4.2 - Pannel de controlo do ar comprimido.....	99

Figura 4.3 - Componentes principais da montagem experimental.....	100
Figura 4.4 - Tubeira ensaiada	101
Figura 4.5 - Montagem e fixação dos componentes.....	102
Figura 4.6 - Tubeira com tubo de 10 cm.....	103
Figura 4.7 - Tubos e anel maquinados: <i>(da esquerda para a direita) anel de enchimento, tubo de 10 cm e tubo de 20 cm</i>	103
Figura 4.8 - Montagem experimental secundária.....	104
Figura 4.9 - <i>Software</i> de aquisição de dados LDA <i>BSA FLOW</i> da <i>DANTEC DYNAMICS</i>	105
Figura 4.10 - Medição da velocidade do escoamento através de LDA	106
Figura 4.11 - Medição LDA da velocidade do escoamento numa flauta.....	107
Figura 5.1 - Esquema do arranjo óptico da técnica de duplo feixe LDA (Teixeira 1988)	111
Figura 5.2 - Interferência dos feixes de luz no modelo das franjas	112
Figura 5.3 - Especificação do tamanho do volume de controlo.....	113
Figura 5.4 - Ambiguidade na detecção do sentido do escoamento (Adaptado de Ferreira 2008).....	114
Figura 5.5 - Aplicação de <i>frequency shift</i> no sinal para solucionar a incerteza no sentido do escoamento (Adaptado de Ferreira 2008).....	115
Figura 5.6 - Representação esquemática do sistema LDA (<i>Back Scatter</i>) (Adaptado de DANTEC DYNAMICS 2006)	121
Figura 5.7 - Representação esquemática da unidade óptica de transmissão/recepção (sonda) (Adaptado de Araújo 2004)	122
Figura 5.8 - Esquema de funcionamento de um manómetro de Bourbon (Adaptado de White 1998).....	123
Figura 5.9 - Representação esquemática de um micromanómetro de Betz (Adaptado de ACIN INSTRUMENTS).....	124
Figura 5.10 - Diagrama esquemático de um rotâmetro	125
Figura 6.1 - Gráfico da variação do caudal de ar arrastado por um jacto livre de propano a jusante do injector.....	131
Figura 6.2 - Perfil de velocidades à saída da tubeira sem garganta	133
Figura 6.3 - Perfil de velocidades à saída da tubeira com garganta de 100 mm.....	133

Figura 6.4 - Perfil de velocidades à saída da tubeira com garganta de 200 mm.....	134
Figura 6.5 - Velocidade do jacto ao longo do venturi (garganta de 10 mm).....	136
Figura 6.6 - Velocidades do ar ambiente arrastado ao longo do venturi (garganta de 10 mm).....	137
Figura 6.7 - Distribuição de pressões do ar arrastado ao longo do venturi (garganta de 10 mm).....	137
Figura 6.8 - Velocidade do jacto ao longo do venturi (garganta de 30 mm).....	138
Figura 6.9 - Velocidades do ar ambiente arrastado ao longo do venturi (garganta de 30 mm).....	138
Figura 6.10 - Distribuição de pressões do ar arrastado ao longo do venturi (garganta de 30 mm).....	139
Figura 6.11 - Perfis de velocidade do escoamento do orifício principal.....	145
Figura 6.12 - Perfis de velocidade do escoamento ao orifício secundário.....	145
Figura 6.13 - Representação esquemática da malha de velocidades.....	147
Figura 6.14 - Escoamento da mistura à saída dos orifícios de chama principais (vista frontal).....	148
Figura 6.15 - Escoamento da mistura à saída dos orifícios de chama principais (vista lateral).....	149
Figura 6.16 - Escoamento da mistura à saída dos orifícios de chama secundários (vista frontal).....	149
Figura 6.17 - Escoamento mistura à saída dos orifícios de chama secundários (vista lateral).....	150
Figura 6.18 - Perfis de velocidade do escoamento das misturas (principal e secundária) à saída dos orifícios de chama para $Z=0\text{mm}$: (a) <i>vista frontal</i> ; (b) <i>perspectiva</i> ; (c) <i>vista de cima</i>	151
Figura 6.19 - Perfis de velocidade do escoamento das misturas (principal e secundária) à saída dos orifícios de chama para $Z=5\text{mm}$: (a) <i>vista frontal</i> ; (b) <i>vista de cima</i>	152
Figura 6.20 - Perfis de velocidade do escoamento das misturas (principal e secundária) à saída dos orifícios de chama para $Z=10\text{mm}$: (a) <i>vista frontal</i> ; (b) <i>perspectiva</i>	153

Figura 6.21 - Perfis de velocidade do escoamento das misturas (principal e secundária) à saída dos orifícios de chama para $Z=25$ mm: (a) <i>perspectiva</i> ; (b) <i>vista de cima</i>	154
Figura 6.22 - Variação do rácio entre o caudal de fluido arrastado e injectado para o orifício primário	156
Figura 6.23 - Variação do rácio entre o caudal de fluido arrastado e injectado para o orifício secundário	157
Figura 6.24 - Variação das geometrias do percurso principal da mistura (pobre): <i>aumento das dimensões</i>	158
Figura 6.25 - Variação das geometrias do percurso principal da mistura (pobre): <i>diminuição das dimensões</i>	158
Figura 6.26 - Variação das geometrias do percurso secundário da mistura (rica): <i>aumento das dimensões</i>	160
Figura 6.27 - Variação das geometrias do percurso secundário da mistura (rica): <i>diminuição das dimensões</i>	160
Figura A.1 - Variação do caudal mássico de ar arrastado em função do diâmetro do injector numa flauta convencional	174
Figura A.2 - Variação das geometrias internas da flauta convencional: <i>aumento</i>	174
Figura A.3 - Variação das geometrias internas da flauta convencional: <i>diminuição</i>	175

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Constantes de ajuste linear (ver equação (2.13)) (Adaptado de Ball et al. (2012)).....	63
Tabela 3.1 - Gama de valores do factor de correcção β para o regime turbulento (White 1998)	75
Tabela 3.2 - Gama de valores do factor de correcção α para o regime turbulento (White 1998)	77
Tabela 3.3 - Valores típicos de K_{cv} (Granger 1995)	90
Tabela 6.1 - Propriedades físicas dos fluidos utilizados nas simulações [FONTE: WOLFRAM ALPHA]	128
Tabela 6.2 - Características de um esquentador a propano	128
Tabela 6.3 - Resumo das características do jacto de combustível	129
Tabela 6.4 - Caudal mássico de ar arrastado por um jacto livre segundo três modelos distintos.....	130
Tabela 6.5 - Condições de ensaio da actividade experimental secundária: <i>tubeira</i>	132
Tabela 6.6 - Propriedades físicas do ar utilizado no ensaio da tubeira [FONTE: WOLFRAM ALPHA]	132
Tabela 6.7 - Resultados da integração das velocidades axiais: <i>caudal de ar</i> <i>arrastado e rácio ar injectado/arrastado</i>	135
Tabela 6.8 - Pressões estáticas medidas no bocal de entrada da tubeira durante os ensaios	136
Tabela 6.9 - Resultados obtidos através da simulação CFD	139
Tabela 6.10 - Propriedades de alguns combustíveis utilizados em esquentadores [FONTE: Wolfram Alpha].....	140
Tabela 6.11 - Condições de funcionamento para os diferentes combustíveis	140
Tabela 6.12 - Caudais mássicos de ar arrastado e rácio ar/combustível de uma flauta convencional	141

Tabela 6.13 - Coeficientes de excesso de ar obtidos para o modelo com perdas de carga e valores teóricos (fabricante).....	141
Tabela 6.14 - Propriedades físicas do ar utilizado na simulação [FONTE: WOLFRAM ALPHA]	143
Tabela 6.15 - Resumo das características do jacto de combustível	143
Tabela 6.16 - Caudais mássicos de ar arrastado e rácio ar/combustível de uma flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto	143
Tabela 6.17 - Condições de ensaio da actividade experimental principal: <i>flauta</i>	144
Tabela 6.18 - Resultados da integração das velocidades à saída da flauta: <i>caudal de ar arrastado e rácio ar injectado/arrastado</i>	147
Tabela 6.19 - Caudal mássico e rácio ar/combustível obtidos experimental e teoricamente	147
Tabela 6.20 - Influência do combustível no arrasto de ar ambiente numa flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto	155

INTRODUÇÃO

A combustão é a mais antiga tecnologia utilizada pelo Homem. Há cerca de meio milhão de anos que este utiliza o fogo tendo, desde então lidado com processos de combustão. No entanto, julga-se que o domínio deste fenómeno por parte do homem é bem mais recente, tendo este aprendido a provocar o fogo, por fricção, e a utilizá-lo para seu proveito (nomeadamente para aquecimento, protecção contra animais selvagens e preparação de alimentos) há menos de 30 000 anos (Coelho & Costa 2012). Porém, foi durante os últimos séculos que o estudo da combustão sofreu progressos bastante significativos, tendo a revolução industrial servido de grande motivação e daí resultaram inventos fantásticos como a máquina a vapor e os motores Otto e Diesel. Desde meados do século passado, graças ao aparecimento e ao aumento exponencial da capacidade de cálculo computacional, tem-se registado uma grande evolução dos conhecimentos sobre a combustão, especialmente através de modelos matemáticos complexos, baseados em equações diferenciais resolvidas numericamente (Coelho & Costa, 2012). Mais recentemente, o aparecimento e evolução dos

softwares de simulação computacional tem dado, também, um grande contributo para o conhecimento aprofundado deste fenómeno, tão importante no nosso quotidiano.

A combustão e o seu controlo são fundamentais à nossa existência neste planeta. Um olhar atento à nossa volta e facilmente nos apercebemos da sua importância: o aquecimento, tanto em residências particulares como em edifícios públicos e privados (escritórios, fábricas, hospitais, etc.) provém, frequentemente, da combustão em caldeiras (Coelho & Costa, 2012). Assim, é possível encontrar queimadores de gás numa infinidade de equipamentos, desde aparelhos de soldadura a sistemas de aquecimento como as caldeiras e os esquentadores. Devido às preocupações ambientais da actualidade e à popularidade do esquentador, a nível global, para a produção de águas quentes sanitárias (AQS), é de grande importância o estudo, desenvolvimento e concepção de novas soluções com vista à redução das emissões poluentes geradas por este tipo de dispositivos. Algum trabalho tem vindo a ser feito neste campo. A aplicação de sistemas de combustão empobrecida (*lean combustion*) é já uma prática corrente em equipamentos de grande potência para aplicações industriais. Todavia, a sua aplicação em equipamentos domésticos constitui ainda um grande desafio, quer pelo custo final do produto (que deverá ser reduzido), quer pela necessidade de um sistema simples. Deste modo, a solução passa por estudar e conceber um queimador do tipo flauta, cujo *design* permita obter uma combustão estável em condições de mistura pobre, sem a necessidade de sistemas adicionais (complexos e dispendiosos) de controlo das emissões.

Neste capítulo faz-se uma breve introdução e enquadramento ao tema, apresentando a motivação que levou ao seu estudo, a apresentação e enumeração de alguns aparelhos de queima de gás, bem como as suas características principais e os princípios de funcionamento de um esquentador. É ainda apresentado o mercado global de esquentadores domésticos, revelando a importância e o peso dos mesmos a nível global, com especial destaque para os mercados europeu (onde o esquentador é mais popular) e norte-americano (onde tem vindo a ganhar cada vez mais adeptos). Por fim, são apresentados os objectivos do presente trabalho.

1.1. Equipamentos de queima de gás

Os equipamentos de queima de gás podem assumir um sem número de formas e aplicações (domésticas e industriais), com as mais variadas funções, tais como a confecção e conservação de alimentos, aquecimento de águas sanitárias (AQS) e ambiente, soldadura, fornos de siderurgias, etc. Estes equipamentos de queima de gás podem ser divididos em três grupos principais (Mendes & Moreno, 2002):

- Aparelhos domésticos, de vários géneros;
- Aparelhos de cozinha industrial, como é o caso dos fogões e fornos industriais, fritadeiras, etc.;
- Queimadores industriais, como um simples maçarico de picheleiro, uma caldeira de uma tinturaria ou uma turbina a gás para a produção de electricidade;

Neste trabalho são abordados apenas os equipamentos de queima de uso doméstico, presentes em 95% dos lares portugueses (Mendes & Moreno 2002), em particular os esquentadores murais.

1.1.1. Esquentador

O esquentador é um aparelho de produção instantânea (isto é, sem acumulação) de água quente sanitária. Quando é solicitada água quente no circuito em que está instalado através, por exemplo, da abertura de uma torneira, a água fria ascende à câmara de combustão e ao permutador de calor (situado imediatamente acima da câmara de combustão), onde é rápida e instantaneamente aquecida à temperatura desejada. É este caudal de água que determina a temperatura de saída, sendo que maiores tempos de residência (menor velocidade de escoamento) no permutador conduzem a maiores incrementos de temperatura. O escoamento de água dentro do aparelho é detectado por uma válvula diferencial que é responsável pelo fornecimento de combustível aos queimadores que, através da elevada entalpia dos produtos da combustão, aquecem a água. Quando não é necessária mais água quente, a inexistência de caudal é detectada pela mesma válvula, cortando o fornecimento de combustível. A água fria remanescente permite arrefecer o aparelho, prevenindo a ebulição e evitando danos (Treloar, 2010).

Os esquentadores podem ser divididos em dois tipos: *single point* e *multipoint*, tal como ilustra a Figura 1.1 (Treloar, 2010). Os sistemas *single point*, são colocados na proximidade imediata do local onde a água quente é consumida, servindo apenas, por norma, um ou dois equipamentos sanitários. Possuem uma potência inferior a 11 kW e um caudal de cerca de 2,5 L/min, permitindo um aumento de temperatura de cerca de 50°C. Os sistemas *multipoint*, são concebidos para fornecer água quente a diversos pontos de consumo (por exemplo, a totalidade de uma habitação). A gama de potências deste tipo de aparelhos é vasta variando, tipicamente, entre os 19 e os 30 kW possibilitando caudais de vão dos 5 L/min para os modelos de baixa potência e os 9 L/min para os modelos mais potentes e um aumento de temperatura na ordem dos 50°C.

Para que o esquentador funcione correctamente, é necessário que os sistemas de controlo de água e gás funcionem em conjunto. A válvula de controlo do diferencial de pressão tem como função abrir e fechar, automaticamente, o fornecimento de gás aos queimadores, aquando da circulação de água no sistema. Isto é conseguido graças a um venturi localizado na admissão de água, cuja garganta está ligada à câmara situada acima do diafragma através de uma conduta, que, ao iniciar-se o escoamento, provoca uma depressão na parte superior do diafragma, fazendo com que este se eleve e actue a válvula de gás, per-

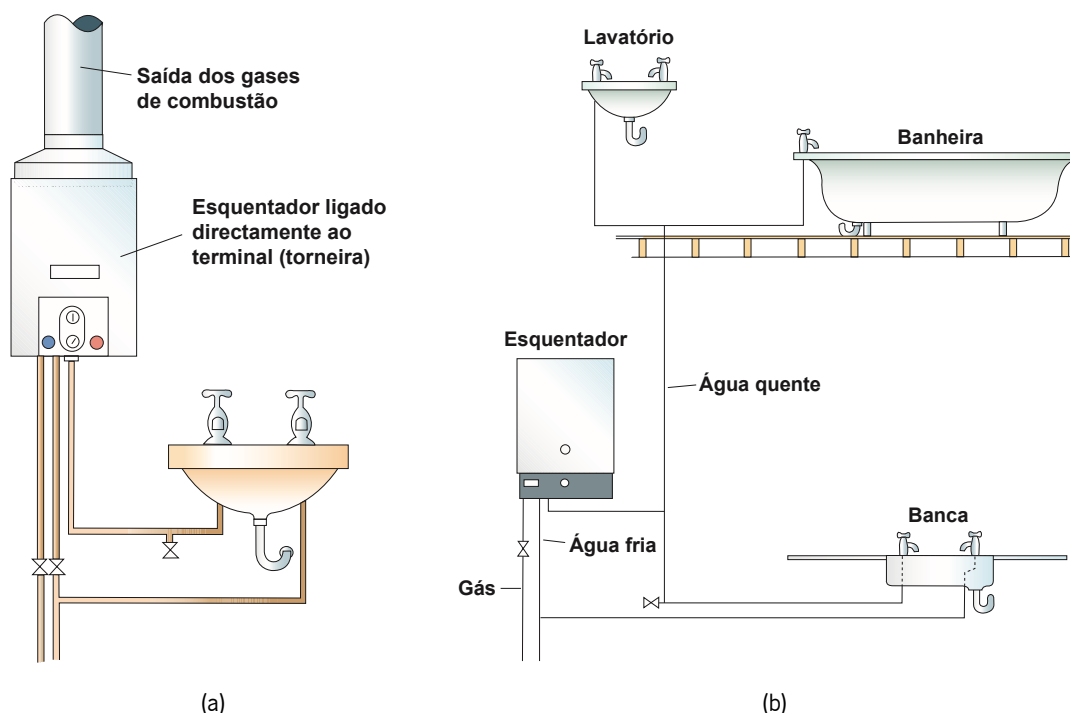


Figura 1.1 - Tipos de esquentador: *sistemas (a) single point ; (b) multipoint* (Adaptado de Treloar, 2010)

mitindo o fornecimento de combustível à calha de injectores. Quando o caudal de água cessa ou baixa para níveis quase nulos, o diferencial de pressão na válvula anula-se, baixando o diafragma e fechando a válvula de gás, tal como se pode observar na Figura 1.2 (Treloar, 2010).

A temperatura da água à saída do esquentador é determinada, tal como referido anteriormente, pelo caudal e velocidade a que a mesma circula pelo aparelho. A maioria dos equipamentos possui um selector, situado na zona frontal, que permite ao utilizador seleccionar a temperatura desejada, ajustando, assim, o caudal de água fornecido. Portanto, quanto maior a velocidade de escoamento da água, menor o incremento da temperatura e vice-versa. Desta maneira, a relação entre o caudal de água (\dot{V}) que circula no sistema e o aumento de temperatura (ΔT) é constante (Saxon, 2006), sendo expressa por:

$$\dot{V}_1 \Delta T_1 = \dot{V}_2 \Delta T_2 \quad (1.1)$$

Para além disso, existe ainda um dispositivo de segurança (constituído por um termóstato e um actuador) que, em caso de sobreaquecimento, abre o restritor de admissão de água, aumentando o caudal e mantendo a temperatura normal do sistema.

Existem diversas variantes de esquentadores: uns com sistemas mais avançados e complexos, outros mais simples, no entanto, o esquema da Figura 1.3 mostra a anatomia típica e comum às diferentes variantes, mostrando os principais componentes e sistemas deste equipamento.

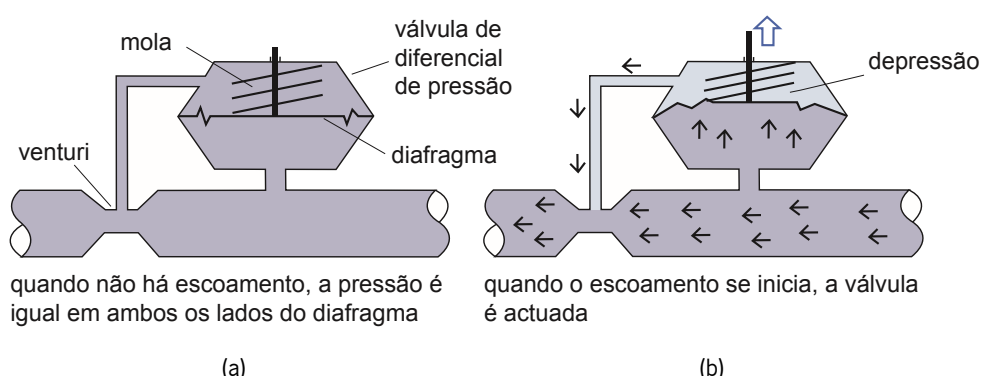


Figura 1.2 - Válvula de controlo do diferencial de pressão: (a) repouso; (b) actuada (Adaptado de Treloar, 2010)

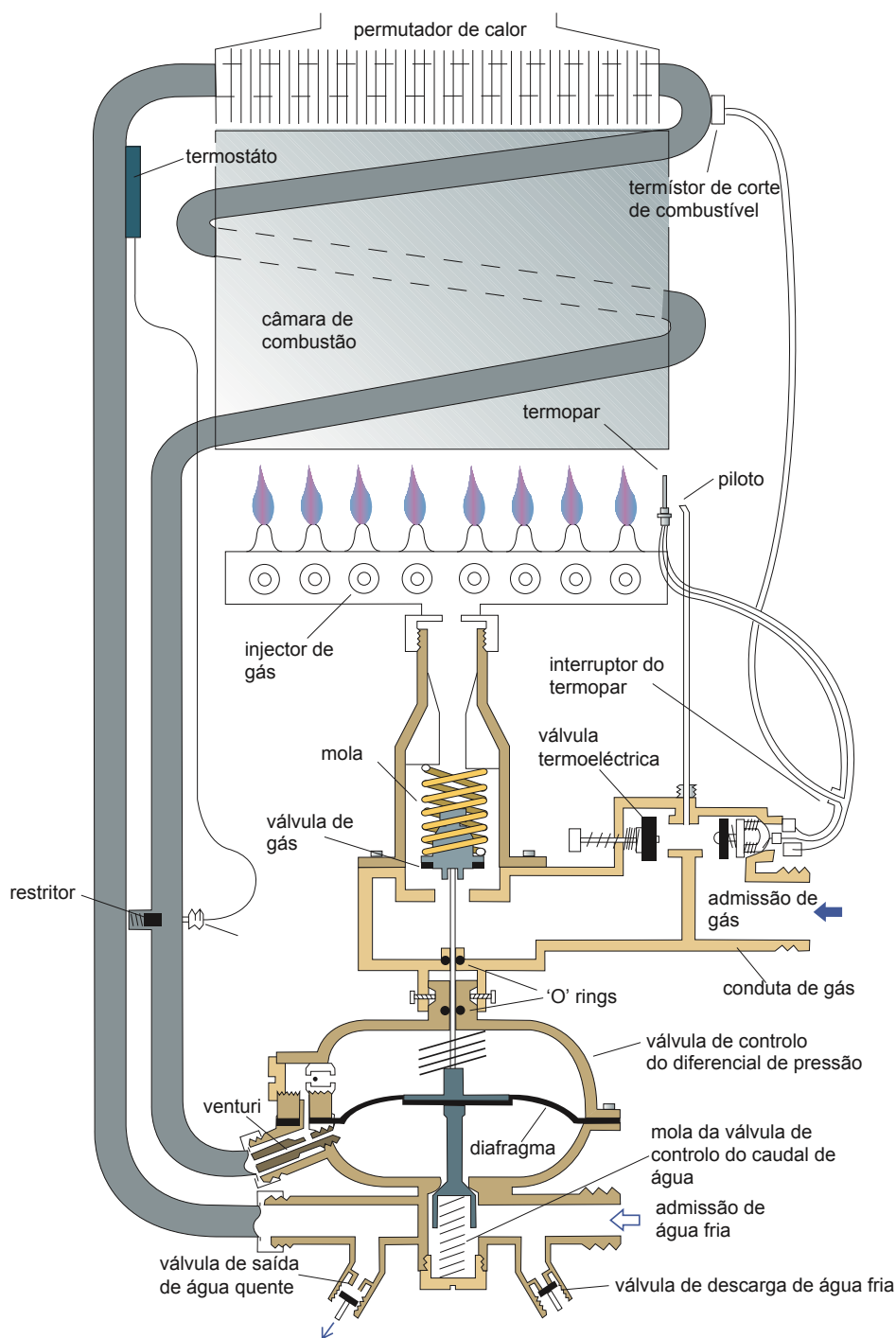


Figura 1.3 - Esquema dos componentes principais de um esquentador (Adaptado de Treloar, 2010)

A câmara de combustão, sobre a qual é montado o permutador de calor formando uma só peça, é construída em cobre e envolta numa serpentina (também em cobre) que conduz a água fria ao permutador de calor e permite o arrefecimento da mesma. O

permutador de calor é constituído por diversas alhetas que são atravessadas por uma conduta com cerca de 3 ou 4 passagens, onde a água é aquecida.

Esta é uma tecnologia madura, existindo diversos fabricantes de esquentadores que têm vindo a melhorar e inovar os seus aparelhos ao longo de anos, tornando-a numa solução mais económica face às tecnologias de acumulação, graças à sua maior eficiência (U.S. Department of Energy, 2009) e à eliminação de perdas para a envolvente em *stand-by*. Outra das suas vantagens é o fornecimento ininterrupto de água quente, apesar do caudal fornecido ser limitado à temperatura desejada (ao contrário do que sucede nos sistemas de acumulação térmica). Necessita de menor manutenção, tendo um tempo de vida bastante alargado e, devido ao seu formato compacto, cabe em compartimentos mais reduzidos.

1.1.2. Mercado

Inventada em 1895 na Alemanha por Hugo Junkers, esta não é uma tecnologia nova, em especial na Europa e Ásia (na qual se destaca o Japão) onde é usada há já vários anos como principal forma de produção de AQS (Hewitt et al., 2005). No entanto, só recentemente tem vindo a ganhar popularidade no resto do globo, em particular nos Estados Unidos da América onde a preferência recai sobre os equipamentos de produção de AQS com acumulação (Global Energy Partners LCC, 2005).

Segundo dados da Comissão Europeia, em 2005 foram vendidos cerca de 17,2 milhões de unidades de produção de AQS na União Europeia a 25, dos quais 1,849 milhões são esquentadores. Destes, 68% pertencem à gama de capacidade média (10-13 L/min) e os restantes dividem-se entre as gamas baixa (5-10 L/min) e alta (>13 L/min) de forma idêntica (Kemna et al., 2007). As vendas para substituição de aparelhos antigos representam 70%, sendo os remanescentes 30% referentes a vendas para primeira aquisição (novas construções e utilização como sistema secundário ou *backup*).

No entanto, estes resultados têm seguido uma tendência decrescente ao longo das últimas duas décadas, prevendo-se a continuação deste declínio até 2020 (ver Figura 1.4), passando dum *Market Share* de 10,7% em 2005 para 9,8% em 2010, podendo chegar aos

7,8% em 2020¹ (Kemna et al., 2007). Isto deve-se, possivelmente, ao maior tempo de vida do produto, que agora se situa nos 15 anos (Kemna et al., 2007), e à opção por outros sistemas melhor adaptados às necessidades actuais e/ou economicamente mais vantajosos, tais como sistemas solares, caldeiras de condensação e bombas de calor.

Ao contrário do que acontece na Europa, onde são vendidos todos os anos mais de 1 milhão de aparelhos, as vendas de esquentadores nos EUA ficaram-se pelas 254 600 unidades em 2006, representando cerca de 2,6% (Figura 1.5) do mercado Norte Americano de sistemas de produção de AQS que totaliza 9,8 milhões de aparelhos vendidos anualmente (U.S. Department of Energy, 2008). No entanto, este valor é cinco vezes superior ao obtido em 2003 e, segundo o *U.S. Department of Energy*, em 2004 previa-se um aumento das vendas na ordem dos 30 a 50% ao ano (Sachs et al. 2004), mostrando que este é um mercado interessante e em contínuo crescimento.

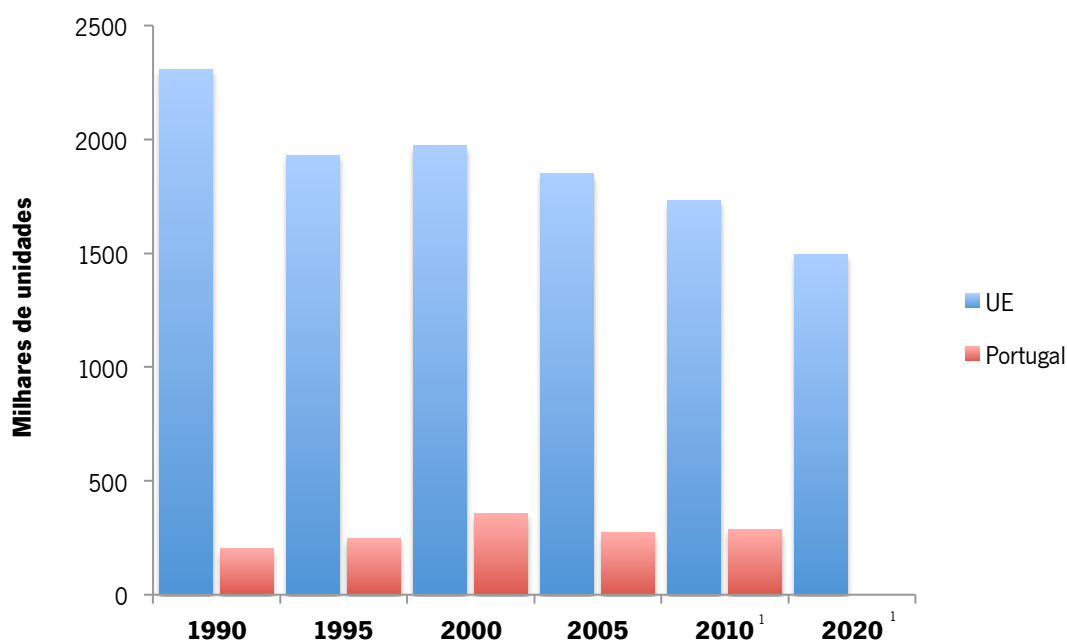


Figura 1.4 - Vendas de esquentadores na União Europeia (Adaptado de Kemna et al., 2007)

¹ Previsão (2006) obtida através de um modelo linear, baseado no comportamento do mercado desde 1990 até 2005.

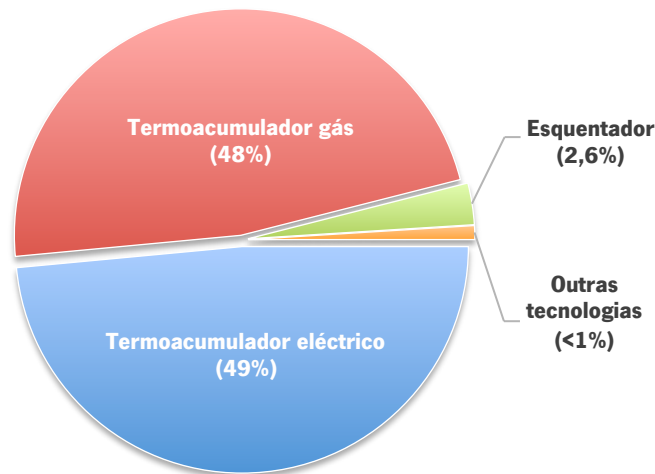


Figura 1.5 - *Market Share* dos equipamento de produção de AQS nos EUA por tecnologia e fonte de energia em 2006 (Adaptado de U.S. Department of Energy, 2009)

A criação de sistemas de certificação energética (independentes) de equipamentos de aquecimento de água, permitiu convencer alguns (e cada vez mais) consumidores norte americanos a optar pelo esquentador, tal como mostra a Figura 1.6, devido às imensas vantagens face aos sistemas com acumulação *standard*, apesar do custo inicial mais elevado (Ryan et al., 2010).

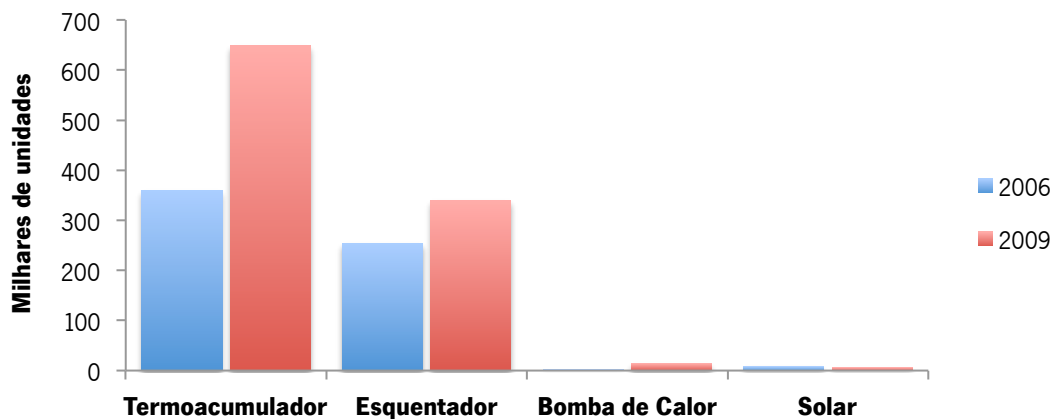


Figura 1.6 - Vendas de sistemas de produção de AQS com certificação *ENERGY STAR* nos EUA (Adaptado de Ryan et al., 2010)

Estes números provam a importância e popularidade do esquentador a nível global, pelo que deve ser dada maior importância ao melhoramento e evolução tecnológica de forma a cumprir os requisitos impostos pela legislação (cada vez mais exigente) e as necessidades dos consumidores, desde a eficiência energética à redução de emissões poluentes.

1.2. Motivação e âmbito

Os óxidos de Azoto (NO_x), existentes nos gases de escape de queimadores de diversos aparelhos de queima de combustível, são tóxicos e responsáveis pela formação de chuvas ácidas e nevoeiro fotoquímico (Sugahara et al., 1994). Devido à crescente importância dada a estas questões, diversas técnicas e medidas têm sido tomadas, investigadas e desenvolvidas com vista à diminuição dos níveis de emissão poluentes, em particular, dos NO_x .

Não obstante a crescente importância de soluções alternativas (ex: equipamentos solares, eléctricos, biomassa, etc.), a produção de AQS continua a ser garantida pela utilização de caldeiras a gás, geralmente de aplicação mural. Isto torna-se ainda mais comum a nível doméstico. O mercado apresenta, desde já, dois tipos de sistemas. Uns, mais sofisticados, permitem a modulação da potência térmica às necessidades (temperatura e caudal), garantindo a redução das emissões através do controlo independente das quantidades de ar e combustível. Outro tipo de sistemas, mais tradicionais, caracterizam-se pela simples regulação do débito de combustível, sendo a adição do ar da pré-mistura feita exclusivamente pela acção do jacto de combustível sobre o ar ambiente. Deste modo, estes equipamentos são regulados para uma determinada potência térmica, devido à impossibilidade de regular a quantidade de ar de forma independente, dificultando a operação fora do *set point* definido. As emissões nocivas são, geralmente, mais elevadas que nos primeiros.

Apesar de todo o trabalho e esforço que tem sido empregue no sentido de resolver estes problemas, a maioria das medidas são, geralmente, desenvolvidas e aplicadas em equipamentos industriais de grandes dimensões e, se é possível dizer que nestes casos são um sucesso, o mesmo não pode ser dito quando se trata de queimadores domésticos. Por exemplo, nos aparelhos industriais, a grande pressão estática gerada pelo ventilador da combustão permite uma fácil gestão e ajuste das proporções da mistura de ar e combustível no escoamento (Sugahara et al., 1994). Pelo contrário, no caso de pequenos equipamentos de combustão domésticos, estas soluções não são aplicáveis de maneira satisfatória, devido ao ruído gerado e/ou o custo final elevado.

A evolução do mercado dita que a introdução de sistemas sofisticados deva ser devidamente ponderada, visto o custo acrescido dos mesmos. Por sua vez, as constantes e

cada vez mais exigentes imposições legais aos limites das emissões poluentes limitam a utilização dos equipamentos tradicionais. Por isto, o futuro dos equipamentos domésticos de produção de AQS passa pela evolução dos sistemas mais simples, controlando as condições de combustão e estabilização de chama. Uma das soluções baseia-se na concepção de uma nova flauta (designação dada ao elemento de distribuição do combustível na câmara de combustão) que suporte a existência de dois fluxos independentes de combustível. Um deles (o de maior caudal) conduzirá a uma chama principal pobre (excesso de ar) que pela sua natureza terá problemas de estabilidade. Esta chama será caracterizada por baixas emissões de NO_x . A instabilidade da chama principal é suprimida pela presença adjacente de uma outra chama (piloto) cuja riqueza da mistura é bastante superior, sendo alimentada por um segundo fluxo de ar-combustível. O excesso de combustível da mistura desta garantirá a estabilidade mantendo as emissões de NO_x baixas.

Deste modo, a aplicação de soluções que visem a diminuição das emissões de NO_x em equipamentos compactos demonstra ser um grande desafio.

1.3. Objectivos da tese

O presente trabalho tem como principal objectivo o estudo do comportamento, formação e evolução da mistura ar-combustível num queimador de gás do tipo flauta de baixo NO_x de um esquentador doméstico. Para além deste, deverão ser atingidos os seguintes objectivos:

- Compreensão do fenómeno de interacção entre um jacto e o fluido existente no meio onde é descarregado.
- Análise detalhada dos diversos tipos de flautas existentes no mercado.
- Desenvolvimento e aplicação de um modelo matemático que permita a determinação do caudal de ar arrastado num queimador do tipo flauta, mediante dados de entrada.
- Estudo dos fenómenos de estabilização e comportamento de chama.
- Estudo e análise da influência de algumas das variáveis (geometrias, propriedades físicas dos fluidos, etc.) na quantidade de ar arrastado.

REVISÃO DE LITERATURA

Neste capítulo faz-se a revisão bibliográfica ao estado da arte das diversas variantes de queimadores de gás do tipo flauta existentes, bem como ao estado do conhecimento sobre os fenómenos envolvidos no funcionamento dos mesmos e o trabalho feito por outros autores neste campo, dando especial destaque ao estudo da formação e interacção de jactos, combustão, estabilidade da chama e mecanismos de formação de NO_x .

2.1. Formação de chama

Uma chama é a propagação auto-sustentável de uma zona de combustão localizada a velocidades subsónicas (Turns, 2000). No entanto, esta definição é um pouco vaga. Primeiro, é necessário uma chama para que esta seja localizada, isto é, a chama apenas ocupa uma pequena porção da mistura ar-combustível num dado momento, o que contrasta com os

casos em que a reacção ocorre uniformemente em todo o reactor. Em segundo lugar, uma onda de combustão que se desloca a uma velocidade subsónica é denominada por deflagração. Porém, é possível que uma onda se desloque a velocidades superiores à do som (supersónicas). Neste caso, a onda de combustão toma a designação de detonação. Desta maneira, é perceptível que os mecanismos de propagação de chama sejam diferentes para a deflagração e para a detonação (Turns, 2000). No entanto, neste trabalho apenas será feita referência às chamas localizadas que se propagam a velocidades subsónicas.

Existem dois tipos básicos de chamas: as chamas de pré-mistura e as chamas de difusão. As primeiras surgem a partir da combustão dos reagentes gasosos que são misturados previamente à combustão. As segundas nascem da combustão do combustível gasoso com o oxidante, inicialmente separados, ocorrendo a mistura em simultâneo com a combustão, na interface entre este e aquele. Uma chama de pré-mistura consiste numa reacção rápida e exotérmica, a pressão constante, que irradia luz e calor, propagando-se como uma zona fina a velocidades inferiores a alguns metros por segundo. As chamas de pré-mistura laminar possuem uma velocidade de chama específica para uma dada estequiometria da mistura. As chamas de difusão são dominadas pela mistura dos reagentes, que pode ser laminar ou turbulenta, não sendo caracterizadas por uma velocidade de chama (Borman & Ragland, 1998).

As chamas de pré-mistura permitem uma combustão intensa num pequeno volume, assim como um maior controlo da combustão (Coelho & Costa, 2012). Esta capacidade de controlo sobre a dinâmica da combustão permite, por exemplo, obter uma chama de pré-mistura pobre (elevada quantidade de oxidante presente na mistura) evitando temperatura elevadas, o que conduz a um processo de combustão com baixas emissões de NO_x e pouca formação de resíduos, i.e., fuligem (Coelho & Costa, 2012).

As principais aplicações da combustão de pré-mistura são os fornos e fogões a gás, equipamentos de produção de água quente (AQS), turbinas a gás e motores de automóveis. Na maioria das aplicações, a vaporização e a mistura ar-combustível é conseguida como parte integrante do processo de combustão. É, geralmente, a mistura de ar e combustível, mais do que a taxa de propagação da chama, que impõe o limite da taxa de libertação de energia (Borman & Ragland, 1998; Turns, 2000).

Chamas de pré-mistura laminares

Um dos exemplos mais comuns de uma chama de pré-mistura laminar é a chama formada pelo primeiro queimador de pré-mistura de laboratório, inventando por Bunsen em 1855. A Figura 2.1 mostra um diagrama esquemático do queimador homónimo do seu inventor. Este fornece um bom exemplo de uma chama de pré-mistura laminar estacionária (Borman & Ragland, 1998), no qual o jacto de combustível gasoso provoca o arrastamento de ar primário, proveniente do meio vizinho exterior do queimador, através de orifícios situados junto à base. Quer o caudal de combustível, quer a área da abertura dos orifícios podem ser regulados (através de um anel de controlo), permitindo controlar a velocidade do escoamento e a razão estequiométrica. O ar arrastado pelo jacto e o combustível vão-se misturando ao longo do tubo vertical, formando uma mistura que se pode considerar homogénea antes de chegarem à secção de saída do queimador (Kuo, 1986; Coelho & Costa, 2012).

A chama típica de um queimador de Bunsen é, na verdade, uma chama dupla: uma pré-mistura rica interior, rodeada por uma chama de difusão (Turns, 2000). A chama exterior resulta da interacção do monóxido de carbono e do hidrogénio, produtos da combustão da chama rica (interior), com o ar ambiente. O formato e estabilização da chama são determina-

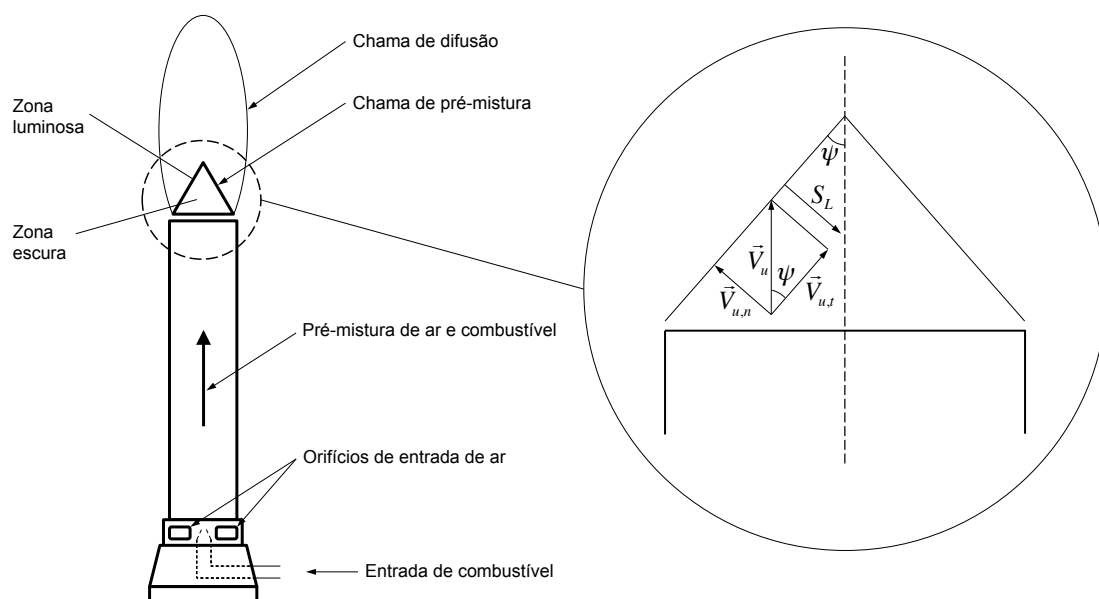


Figura 2.1 - Diagrama esquemático de uma chama de pré-mistura laminar estabilizada num queimador (bico) de Bunsen (Adaptado de Coelho & Costa, 2012)

dos pela combinação dos efeitos do perfil de velocidades (parabólico) e das perdas de calor na parede do tubo vertical. Se a velocidade do escoamento da mistura for superior à velocidade de propagação da chama laminar, S_L , estabelece-se uma chama de formato cónico junto à saída do queimador (Coelho & Costa, 2012). Segundo Turns (2000), a velocidade de propagação da chama é dada por:

$$S_L = V_{u,n} = V_u \sin \psi \quad (2.1)$$

onde V_u é a velocidade da mistura ar-combustível (reagentes), $V_{u,n}$ é a componente normal à frente de chama dessa velocidade e ψ é o ângulo de abertura do cone formado pela chama interior. Pela observação da equação (2.1), facilmente se deduz que é a relação entre a velocidade dos reagentes e a velocidade de propagação da chama que fundamenta o formato cónico da frente de chama.

É pertinente fazer a divisão da chama em duas zonas: A zona de pré-aquecimento, onde ocorre o aquecimento dos reagentes e a libertação de calor é desprezável; e a zona de reacção onde ocorrem as reacções de formação dos produtos da combustão e se dá a libertação de energia química (Turns, 2000). Estas zonas podem ser caracterizadas quanto à radiação visível. Assim, tal como se pode observar na Figura 2.2, existe uma zona escura constituída pelos reagentes não queimados onde estes são aquecidos (zona de pré-aquecimento) e uma outra zona luminosa, situada acima da última, onde ocorrem as reacções químicas e libertação de calor, possuindo a temperatura mais alta e uma espessura normalmente inferior a 1 mm à pressão atmosférica (Glassman & Yetter, 2008). A cor da zona luminosa varia com o rácio ar/combustível. No caso de misturas pobres de hidrocarbonetos com ar, a chama resultante apresenta coloração violeta-azul, devido aos radicais CH excitados. Para misturas ricas, as moléculas de C_2 , que se encontram no estado excitado, dão origem a uma chama de cor verde-azul. Devido às altas temperaturas a que se encontram, os gases resultantes da combustão apresentam cor avermelhada que surge da radiação emitida pelo dióxido de carbono e vapor de água (Glassman & Yetter, 2008).

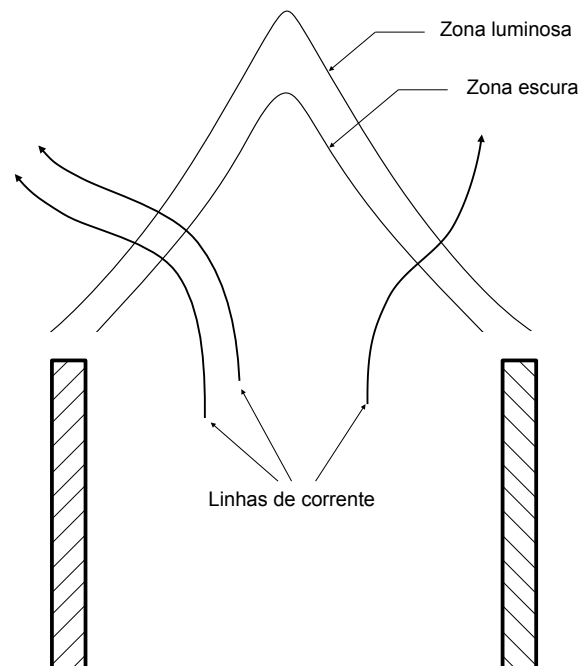


Figura 2.2 - Superfície cônica de uma chama de pré-mistura (Adaptado de Kuo 1986)

2.2. Estabilidade de chama

A estabilidade de chamas de pré-mistura laminares está associada a dois tipos principais de factores condicionantes. Os primeiros estão relacionados com a capacidade da mistura ar-combustível manter a propagação de chama. Neste caso, para valores fora de uma determinada gama de razões de equivalência (quociente entre a massa de combustível e a massa de ar normalizado pelo mesmo quociente para uma mistura estequiométrica), é possível atingir um ponto no qual a taxa de reacção e consequente libertação de energia não são suficientes para sustentar a reacção e, naturalmente, a propagação. Isto deve-se, em especial: aos limites de flamabilidade, nos quais as perdas de calor, diminuem a temperatura e taxa de libertação de energia, inibindo a propagação de chama; e ao *quenching*, no qual as perdas de calor pelas paredes do queimador e a diminuição de radicais activos diminuem a taxa de reacção, impedindo a sustentação e propagação da chama (Glassman & Yetter, 2008; Coelho & Costa, 2012).

Outro factor de limitação de estabilidade prende-se com a relação entre o escoamento da mistura e a chama laminar, que pode levar à ocorrência de retorno de chama (*flashback*),

descolamento (*litoff*), *blowoff* ou *blowout* (Glassman & Yetter, 2008).

Os valores máximo e mínimo da razão de equivalência para os quais a propagação de chama é possível denominam-se limites de flamabilidade. A Figura 2.3 mostra os limites de flamabilidade máximo e mínimo para uma mistura de gás natural-ar, em função da pressão. O valor mínimo é obtido para uma mistura pobre e o máximo para o inverso, i.e., para uma mistura rica. A determinação destes limites para um dado tipo de mistura deve-se, em particular, à competição entre a taxa de libertação de calor que resulta do processo de combustão (que depende da taxa de reacção e do poder calorífico do combustível) e a taxa de dissipação de calor para o meio envolvente. Assim, se a mistura for demasiado rica ou demasiado pobre, a taxa de reacção torna-se demasiado baixa, criando um défice entre a energia gerada na combustão e a dissipada para o meio que leva à extinção da chama quando a fonte de ignição é retirada (Coelho & Costa, 2012).

Partindo do princípio que o escoamento no interior do tubo do queimador se encontra completamente desenvolvido, apesar do perfil de velocidades ser, na realidade parabólico, junto à parede (numa distância não muito superior a 1 *mm*) pode ser razoavelmente aproximado a um perfil linear, uma vez que, comparativamente, o diâmetro do tubo é muito maior, tal como se pode observar na Figura 2.4. Se a chama se aproximar demasiado do queimador (situação ilustrada pela curva 1 da mesma figura), a perda de calor e a difusão de radicais para a parede do tubo aumentam, fazendo com que a velocidade do escoamento da

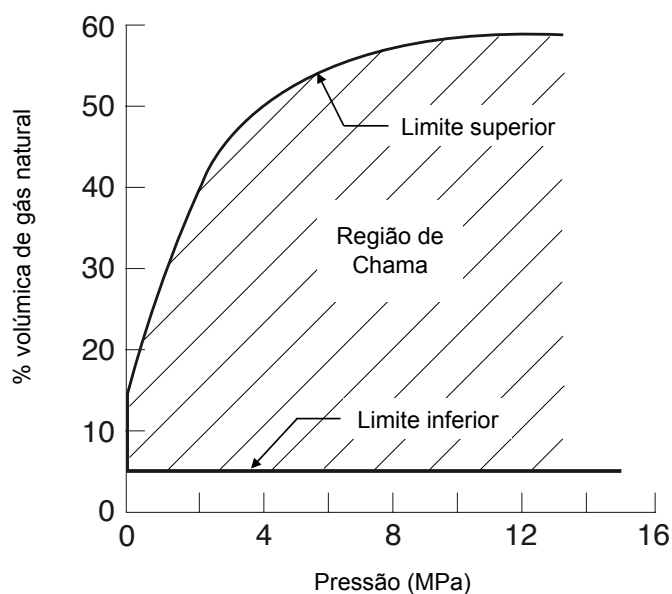


Figura 2.3 - Influência da pressão nos limites de flamabilidade de misturas de gás natural e ar (Adaptado de Lewis & von Elbe, 1961)

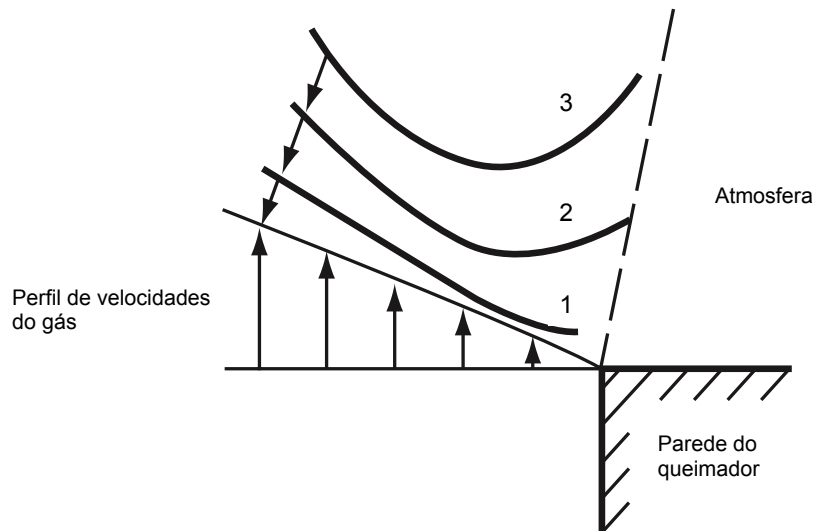


Figura 2.4 - Estabilização de chama num queimador de Bunsen (Adaptado de Lewis & von Elbe, 1961)

mistura exceda a velocidade de propagação. Neste caso, a chama tende a descolar, movendo-se para uma posição de equilíbrio representada pela curva 2. Nesta posição de equilíbrio da frente de chama, a velocidade de propagação de chama (S_L) iguala, em módulo, a componente da velocidade da mistura normal à frente de chama ($V_{u,n}$). À medida que a distância ao queimador aumenta, a perda de calor e difusão de radicais diminui e a velocidade de chama aumenta. Assim, de maneira análoga, no caso da chama se afastar da posição de equilíbrio 2 para uma posição superior (curva 3 da Figura 2.4), a velocidade de propagação nesse ponto supera a velocidade de escoamento da mistura e, conseqüentemente, a chama recua, deslocando-se de novo para a posição de equilíbrio 2 (Glassman & Yetter, 2008; Coelho & Costa, 2012).

Imagine-se agora o caso em que o fornecimento de mistura foi suspenso. Neste caso, ocorre a penetração da chama no tubo do queimador. A Figura 2.5 ilustra os perfis de velocidade do escoamento e propagação de chama junto à parede do queimador. Observando atentamente a figura, rapidamente se verifica que, sendo S_L a velocidade de propagação de chama, até uma distância igual ou menor a metade do diâmetro de *quenching*, não existe chama. Se a linha \bar{u}_1 representar o perfil de velocidades do escoamento da mistura perto da parede do queimador, a velocidade de propagação de chama é inferior. Deste modo, qualquer chama que se encontre no interior do tubo do queimador irá deslocar-se para fora do mesmo, podendo estabilizar junto à saída. A linha \bar{u}_3 ilustra uma região junto à periferia da chama, na

qual a velocidade da chama é superior à velocidade da mistura, caso em que a chama se desloca na direcção oposta à do escoamento, ocorrendo retorno da chama. Este é um fenómeno de risco, pois poderá dar origem a uma explosão se a chama não for extinta de imediato. A linha \bar{u}_2 corresponde à velocidade mínima antes de ocorrer retorno (Glassman & Yetter, 2008; Coelho & Costa, 2012).

Quando o caudal da mistura aumenta, o ponto de equilíbrio afasta-se do queimador. Com o aumento da distância ao queimador, a mistura torna-se progressivamente mais pobre graças à diluição da mesma com o ar ambiente, diminuindo a velocidade de propagação de chama junto ao bordo do queimador. Porém, à medida que a chama estabiliza mais longe, perde menos calor e radicais para a parede, o que conduz a um aumento da velocidade de propagação junto ao bordo. Apesar destes fenómenos antitéticos, o segundo é dominante, justificando o facto da chama estabilizar mais longe com o aumento de caudal. Chamas que estabilizam a uma certa distância do queimador designam-se por chamas descoladas. A variação da posição de equilíbrio com o aumento do caudal está esquematizada nas posições 1 a 3 da Figura 2.6 (Glassman & Yetter, 2008; Coelho & Costa, 2012).

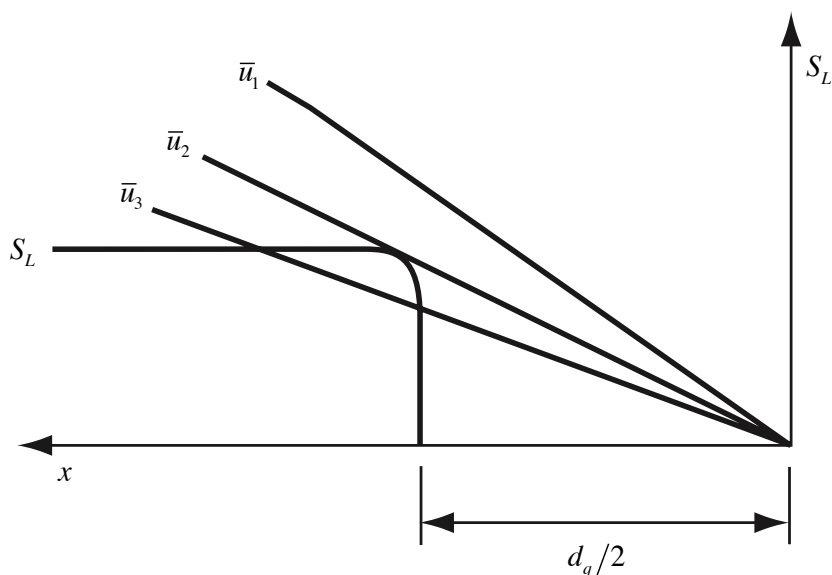


Figura 2.5 - Perfis de velocidade do escoamento da mistura e de propagação de chama dentro do tubo de um queimador de Bunsen (Adaptado de Lewis & von Elbe, 1961)

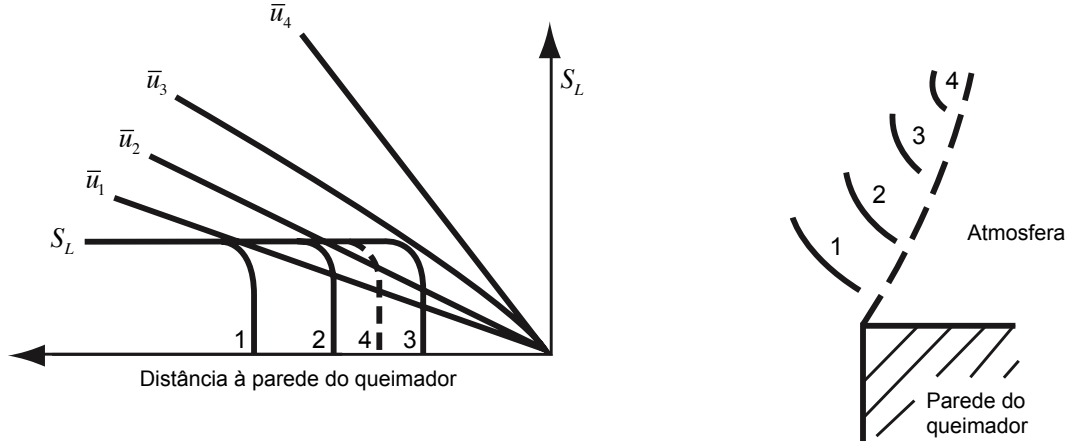


Figura 2.6 - Perfis de velocidade do escoamento e da velocidade de propagação e influência da velocidade da mistura ar-combustível na estabilização de chama num queimador de Bunsen (Adaptado de Lewis & von Elbe, 1961)

O descolamento excessivo de chama é normalmente indesejado, pois permite a fuga de combustível pelo espaço existente entre a chama e o queimador, diminuindo a eficiência, aumentando a poluição (devido ao combustível não queimado) e o ruído e dificultando o controlo da posição da chama.

No entanto, existe uma última posição de equilíbrio para além da qual o efeito da diluição da mistura com o ar ambiente prevalece sobre a diminuição da perda de calor para a parede do queimador, que tende para zero. Segundo Glassman & Yetter (2008), se a velocidade da mistura aumentar para além deste limite (no qual a velocidade de propagação atingiu o seu máximo), a chama não consegue estabilizar e extingue-se, fenómeno conhecido na literatura inglesa por *blowout* (ou *blowoff*, caso a chama se extinga sem que chegue a descolar).

Os pressupostos anteriores fazem crer que os fenómenos de retorno de chama e *blowout* (ou *blowoff*) estão estreitamente relacionados com o caudal da mistura e que este é o factor dominante no gradiente de velocidades na proximidade das paredes do queimador. Se o perfil de velocidades no tubo for completamente desenvolvido, então os gradientes de velocidades para os quais ocorre retorno de chama, g_F , e *blowout/blowoff*, g_B , são dados por (Glassman & Yetter, 2008):

$$g_{F,B} = -\lim_{r \rightarrow R} \frac{du}{dr} = \frac{4\dot{V}_{fu}}{\pi R^3} = \frac{8\bar{u}}{D} \quad (2.2)$$

onde u é a velocidade da mistura, \bar{u} a velocidade média, \dot{V}_{fu} o caudal volumétrico, R o raio do tubo e D o seu diâmetro interior. Apesar da definição de retorno de chama e *blowout/blowoff* seja a mesma, $g_F \neq g_B$, uma vez que a velocidade e o caudal para os quais se obtém retorno de chama são muito inferiores aos que correspondem ao limite de *blowout/blowoff*. A Figura 2.7 mostra o comportamento dos gradientes de velocidades com a variação da razão de equivalência, verificando-se que g_B aumenta com a o enriquecimento da mistura, ao passo que g_F atinge o seu máximo para uma mistura estequiométrica (Coelho & Costa, 2012).

A Figura 2.8 mostra os requisitos de estabilidade para chamas, onde se podem observar as regiões de retorno, descolamento e *blowout/blowoff*.

Na Figura 2.9, é possível observar um outro diagrama de estabilidade para um queimador de Bunsen. Neste, é possível definir os limites de operação, ou seja: o diâmetro do tubo deverá ser superior ao diâmetro de *quenching*, a velocidade média do escoamento deverá ser, no mínimo, o dobro da velocidade de propagação de chama, de forma a permitir a estabilização de uma chama cônica, não devendo ser superior ao quintuplo dessa velocidade para evitar a abertura do vértice; de modo a manter o escoamento em regime laminar, o número de Reynolds não deverá ultrapassar os 2000; e, por fim, para evitar retorno de chama ou *blowout/blowoff*, o gradiente de velocidades junto às paredes do tubo deverá estar compreendido entre g_F e g_B (Coelho & Costa, 2012).

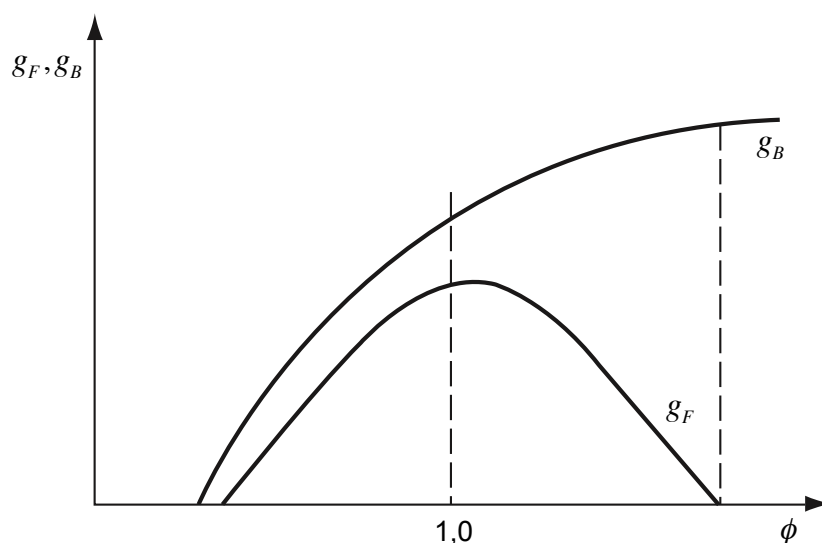


Figura 2.7 - Influência da razão de equivalência, ϕ , nos gradientes g_F e g_B para uma mistura de ar-combustível (Adaptado de Glassman & Yetter, 2008)

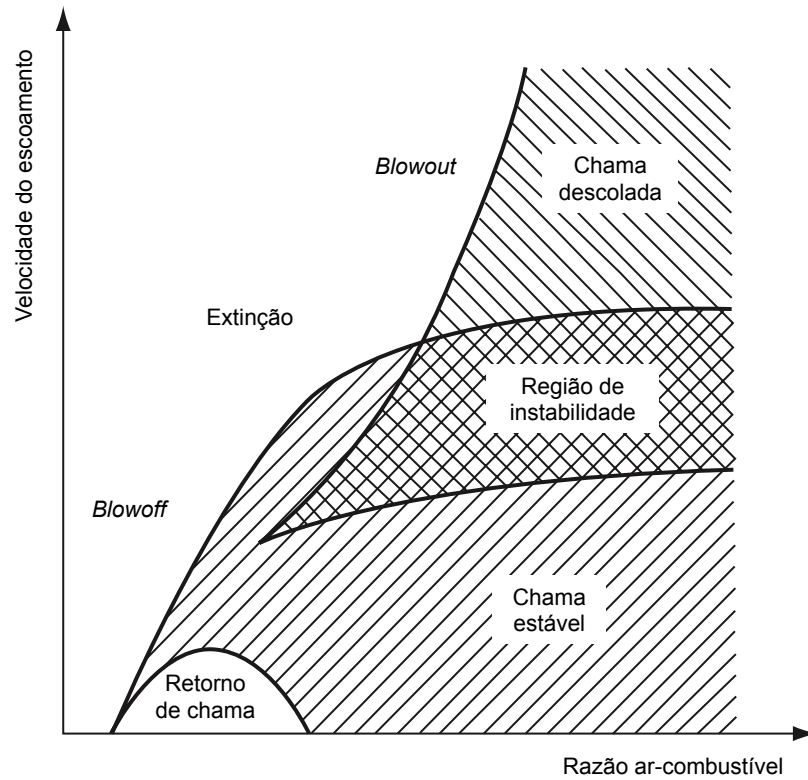


Figura 2.8 - Diagrama de estabilidade de chama para um queimador de Bunsen (Adaptado de Glassman & Yetter, 2008)

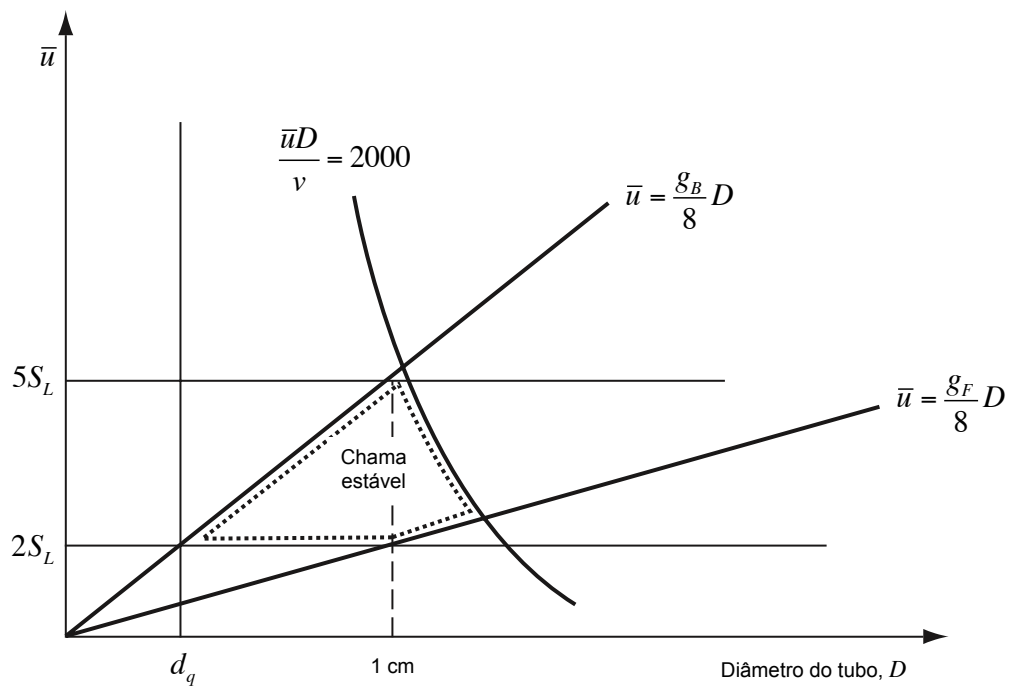


Figura 2.9 - Diagrama de estabilidade e limites de operação de queimadores de Bunsen (Adaptado de Glassman & Yetter, 2008)

Chamas piloto

Um dos métodos mais comuns de estabilização da chama em sistemas de combustão de pré-mistura pobre é o da utilização de chamas piloto auxiliares estáveis, que fazem o ancoramento das chamas principais instáveis. O seu princípio baseia-se na formação de uma pequena chama auxiliar, junto à base da chama principal, de modo a fornecer calor e produtos de combustão à mistura principal, através da fronteira entre os dois escoamentos, por difusão e mistura, promovendo a ignição desta logo que a mistura de oxidante e combustível atinjam o limite de inflamabilidade. A chama auxiliar é formada pela pré-mistura de uma porção de combustível com ar ambiente, dando origem a uma mistura combustível gasosa que arde num orifício devidamente projectado para evitar o retorno de chama (Monnot, 1985). Devido ao gradiente de velocidades gerado entre a chama principal e a chama piloto, no qual a velocidade da primeira é superior à velocidade da segunda, gera-se uma depressão em direcção à chama instável que aspira os produtos da combustão da chama auxiliar.

Esta técnica foi empregue com sucesso por Steele et al. (2000), Smith e Blust (2005) em turbinas a gás cujos testes concluíram que a utilização de uma chama piloto, consumindo apenas uma pequena porção do caudal total de combustível do sistema, mostrou-se extremamente eficaz na redução das oscilações de combustão.

O principal critério de estabilização de chamas é a velocidade de *blowoff*. O caudal mássico do jacto de área A é $A\rho u_s$. Se \bar{W}_F''' é a taxa média de reacção correspondente ao volume V_j do jacto, a taxa de consumo devido à reacção é $V\bar{W}_F'''$. Assim, pode ocorrer *blowoff* se o caudal for superior à taxa de reacção. A chama será estável se (Kanury, 1994):

$$A\rho u_s \leq V_j \bar{W}_F''' \quad (2.3)$$

A velocidade de *blowoff*, u_{BO} , é dada pelo limite da velocidade de fornecimento, igualando o caudal mássico à taxa de consumo:

$$u_{BO} = \frac{V_j}{A} \frac{\bar{W}_F'''}{\rho} \quad (2.4)$$

a taxa de reacção média é dada por:

$$\bar{W}_F''' = \frac{\rho_s^2 u_0^2 \Lambda C^2 (T_f - T_s)}{K \Delta H} \quad (2.5)$$

substituindo (2.5) em (2.4), obtém-se:

$$u_{Bo} = \frac{\Lambda C^2 (T_f - T_s)}{K \Delta H} \cdot \frac{V_j}{A} \cdot \rho_s u_0^2 \quad (2.6)$$

onde Λ é o valor próprio da velocidade de chama (ligeiramente inferior a 1/2), C é o calor específico da mistura, K a sua condutividade térmica, ΔH o calor da combustão, ρ_s é a massa volúmica da mistura gasosa, u_0 a velocidade de chama e $(T_f - T_s)$ o diferencial de temperaturas entre a mistura e a chama.

A equação (2.6) mostra que a velocidade de *blowoff* é proporcional às dimensões características do queimador e ao quadrado da velocidade de chama. Segundo Kanury (1994), algumas experiências atestaram a validade desta previsão.

2.3. Princípios de funcionamento de queimadores de gás

Os combustíveis gasosos têm uma utilização extensa a nível doméstico: aparelhos de cozinha (confeção de alimentos), aquecimento central, aquecimento de águas (AQS), etc.

Diferentes tipos e tamanhos de chama são necessários para diferentes fins, pelo que cada equipamento deverá ter um queimador especificamente desenvolvido para otimizar o processo de combustão em função das condições a que está sujeito e dos requisitos a cumprir. Um queimador de gás é um dispositivo que permite a reacção química entre o combustível e o oxidante (geralmente ar atmosférico), produzindo calor de forma controlada. Apesar da diversidade de queimadores existentes, é possível dividi-los em duas famílias

principais: queimadores de pré-mistura e queimadores de difusão. Tal como o nome sugere, os primeiros misturam parte ou a totalidade do ar necessário à combustão antes de iniciar a queima, e nos segundo, a mistura do ar com o gás ocorre em simultâneo durante a combustão. Por sua vez, os queimadores de pré-mistura podem ainda ser divididos em mais duas classes: os que obtêm o ar primário por arrasto directo (devido à inércia do jacto de combustível) da atmosfera, designados por “queimadores atmosféricos”, ou seja, operam segundo o mesmo princípio que o queimador de Bunsen; e os “queimadores pressurizados”, nos quais o ar primário é obtido graças a um ventilador mecânico que insufla ar a uma pressão superior à atmosférica, não existindo ar primário e secundário, apenas a mistura total dos reagentes antes de ocorrer a combustão.

Quando se projecta um queimador de gás, deve-se ter sempre em atenção alguns pontos: a razão estequiométrica da mistura ar-combustível, de forma a optar por queimadores do tipo atmosférico ou pressurizados; a gama de modulação da potência; influência da reacção química; e a estabilidade da chama, incluindo os fenómenos de retorno de chama, quenching, *blowout/blowoff*, etc. (Barozzi et al., 2011).

Os queimadores atmosféricos têm vindo a ser alvo de estudo e desenvolvimento teórico e prático pela indústria do gás desde meados dos anos 50 do século passado (Jones 1989). Na Figura 2.10(a), é possível observar um queimador comumente utilizado em sistemas de produção de AQS, em especial caldeiras e esquentadores murais. Este é constituído por uma série de elementos modulares (designados por “flautas”) paralelos que, no seu conjunto, formam o queimador (vulgarmente designado na literatura inglesa por *modular blade burner* ou *box burners*).

Apesar da diversidade de desenhos de queimadores atmosféricos, cada um é adaptado e concebido para uma determinada aplicação em específico. No entanto, todos operam segundo os mesmos princípios e possuem os mesmos componentes básicos: injector, entrada de ar primário, venturi, difusor, tubo/câmara de mistura, cabeça do queimador e orifícios de chama. O esquema dos principais constituintes de um queimador atmosférico pode ser visto na Figura 2.11.

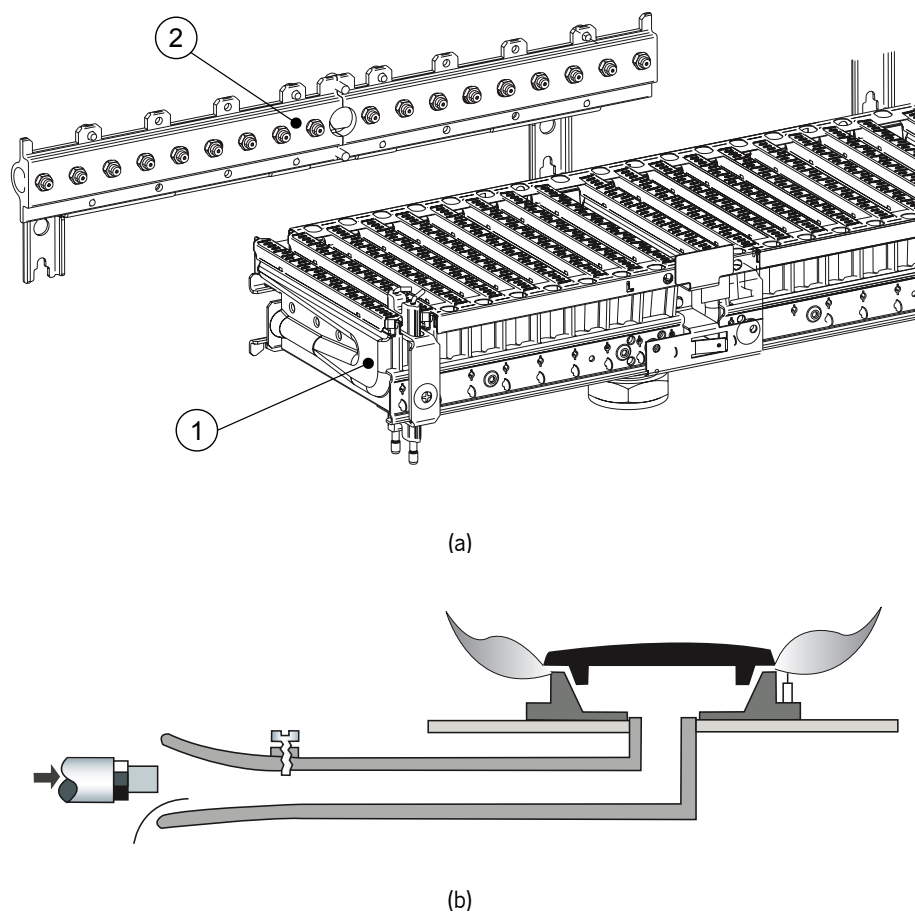


Figura 2.10 - Queimadores atmosféricos: (a) *queimador de caldeira mural*: ① *flauta* ② *régua de injectores* (VULCANO 2008a); (b) *queimador de fogão doméstico* (Treloar, 2010)

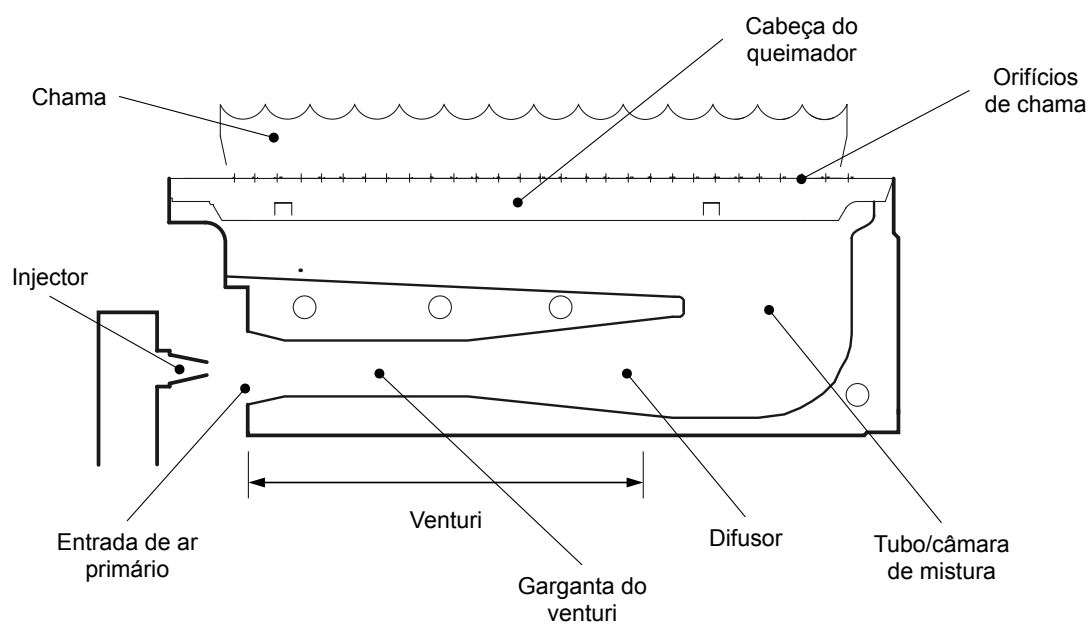


Figura 2.11 - Esquema da constituição de um queimador atmosférico do tipo flauta: *principais constituintes* (VULCANO, 2008b)

O gás combustível é descarregado sob a forma de jacto por um injector situado a uma distância muito curta (geralmente entre 5 a 10 *mm*). Ao deixar o injector, o jacto de combustível arrasta consigo ar proveniente da atmosfera, graças à quantidade de movimento linear que possui, através de um processo denominado por *entrainment*. O volume total de ar arrastado pelo jacto depende, entre outros, dos seguintes factores (Berry et al., 1921):

1. Caudal de combustível;
2. Pressão do combustível;
3. Massa volúmica do combustível;
4. Desenho e forma do orifício de descarga;
5. Posição do orifício;
6. Área da entrada de ar primário;
7. Dimensão e formato da cabeça do queimador;
8. Dimensão e desenho do venturi e tubo/câmara de mistura;
9. Área total de orifícios de chama;
10. Temperatura da cabeça do queimador.

A mistura ar-combustível entra para o tubo/câmara de mistura, cuja parte inicial é formada por um venturi. Tal como o nome sugere, o tubo de mistura é projectado para garantir uma mistura completa, uniforme e homogénea do combustível e ar, de modo a obter uma razão ar/combustível constante ao longo de toda a cabeça do queimador e a distribuir uniformemente a mistura por todos os orifícios de chama.

2.3.1. Injector

O injector, assim chamado pois injecta um fluxo de gás no queimador, é geralmente fabricado em latão e encontra-se alinhado com o eixo central do venturi e do tubo de mistura, tal como se pode ver na Figura 2.11. O combustível que chega ao injector, a alguns milibar acima da pressão atmosférica (entre os 13 e os 37 *mbar*), abandona-o sob a forma de jacto a uma velocidade que ronda os 45 *m/s*, arrastando consigo ar ambiente para dentro do queimador, tal como um veículo a alta velocidade arrasta poeira para a sua esteira

(Hazlehurst, 2009; Treloar, 2010). Para aumentar a eficiência do arrastamento do ar primário, o injector deverá estar perfeitamente alinhado, de modo a que o jacto de combustível seja totalmente impelido para dentro do tubo/câmara de mistura, caso contrário a quantidade de movimento diminui, diminuindo a quantidade de ar arrastado.

Os injectores podem ter um ou mais orifícios, produzindo, respectivamente, um ou mais jactos planos ou circulares. Regra geral, para uma dada potência e pressão, injectores com um único orifício permitem uma maior razão ar/combustível que os injectores multi-orifícios, mas são mais ruidosos (Berry et al., 1921; Hazlehurst, 2009).

O caudal de combustível fornecido ao queimador para uma dada pressão e potência de entrada é determinado pela área do orifício de descarga do injector. Para além disto, o formato do seu interior tem, também, alguma influência. Por exemplo, o injector representado na Figura 2.12(a) produzirá maior perda de pressão que o da Figura 2.12(b), cuja aproximação ao orifício é feita em rampa. É importante que o diâmetro do orifício seja o correcto, de forma a fornecer o caudal adequado de combustível. O fornecimento excessivo de combustível pode levar a uma combustão incompleta e resultar numa situação de perigo. Deve ser dado especial cuidado ao alargamento dos orifícios aquando da sua limpeza, pois um pequeno aumento do diâmetro origina numa grande diferença de caudal. Por exemplo, considere-se um equipamento de queima de gás que possui um injector com diâmetro de $0,5 \text{ mm}$. Se este for aumentado para $0,6 \text{ mm}$, o diâmetro aumenta $0,1 \text{ mm}$, o que representa um aumento de 20%. Porém, um aumento de 20% no diâmetro representa um aumento de

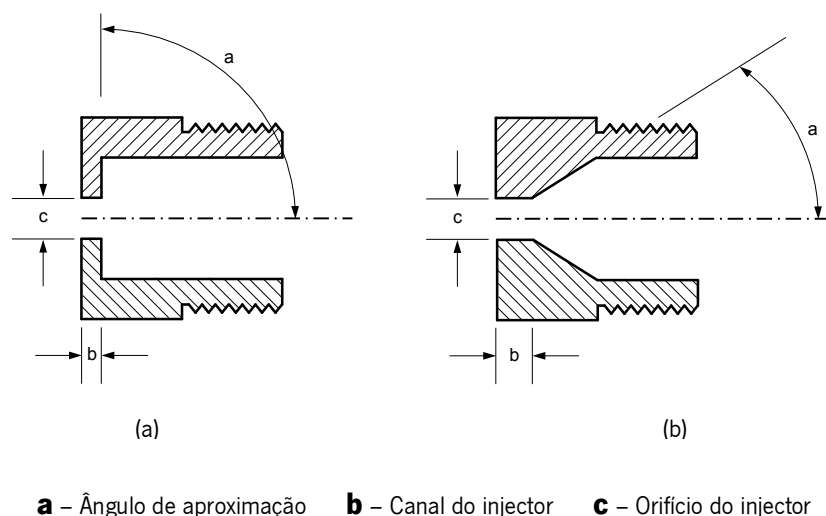


Figura 2.12 - Comparação entre as características de injectores: (a) *baixo coeficiente de descarga, grande perda de pressão*; (b) *elevado coeficiente de descarga, baixa perda de pressão* (Adaptado de Hazlehurst, 2009)

44% da área e, por conseguinte, o caudal aumenta 44%, ou seja, quase metade. Isto deve-se ao facto da área aumentar com o quadrado do diâmetro (Hazlehurst, 2009).

Segundo Berry et al. (1921), o caudal de combustível que é atravessado pelo orifício de um injector pode ser dado por:

$$\dot{V}_C = 0,036 d_{inj}^2 C_d \frac{\sqrt{P_{inj}}}{\rho_C} \quad (2.7)$$

onde \dot{V}_C é o caudal volúmico de combustível (m^3 / h), d_{inj} é o diâmetro do orifício do injector (mm), C_d é o coeficiente de descarga, P_{inj} é a pressão no injector ($mbar$) e ρ_C é a massa volúmica do combustível (kg / m^3). O coeficiente de descarga, C_d , depende da forma e comprimento do orifício do injector, do ângulo de aproximação e do número de Reynolds. Diversos formatos de injectores comuns podem ser vistos na Figura 2.13. Regra geral, $0,81 \leq C_d \leq 0,95$ (Jones, 1989). A Figura 2.14 mostra a variação do C_d em função do número de Reynolds.

Outra questão pertinente relativamente aos injectores é o seu papel na eficiência do arrastamento de ar. Por exemplo: imagine-se dois injectores nos quais passa o mesmo caudal mássico para o mesmo combustível, (i.e., terão a mesma potência) um com um diâmetro maior que o outro. É evidente que o injector de menor diâmetro terá que estar a uma pressão superior ao de maior diâmetro, de forma a escoar o mesmo caudal mássico. No entanto, estudos mostram que, medindo a quantidade de ar arrastado por cada um, em qualquer posição a jusante, o injector com o orifício mais pequeno parece ser mais eficiente, arrastando mais ar vizinho para dentro do jacto. Isto deve-se, principalmente, ao facto do jacto

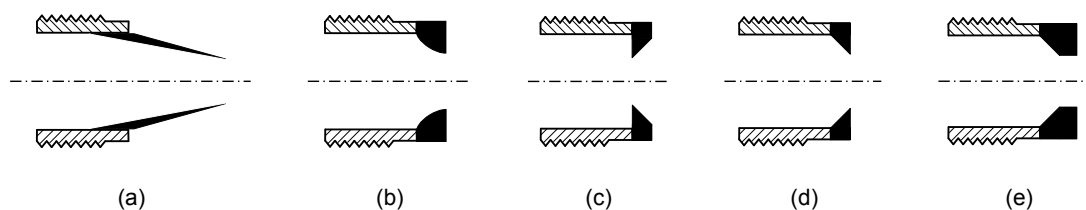


Figura 2.13 - Formatos de injectores: os injectores (a), (b), (c) e (d) são do tipo “aresta viva”; o injector (e) é do tipo “canal” (Adaptado de Berry et al., 1921)

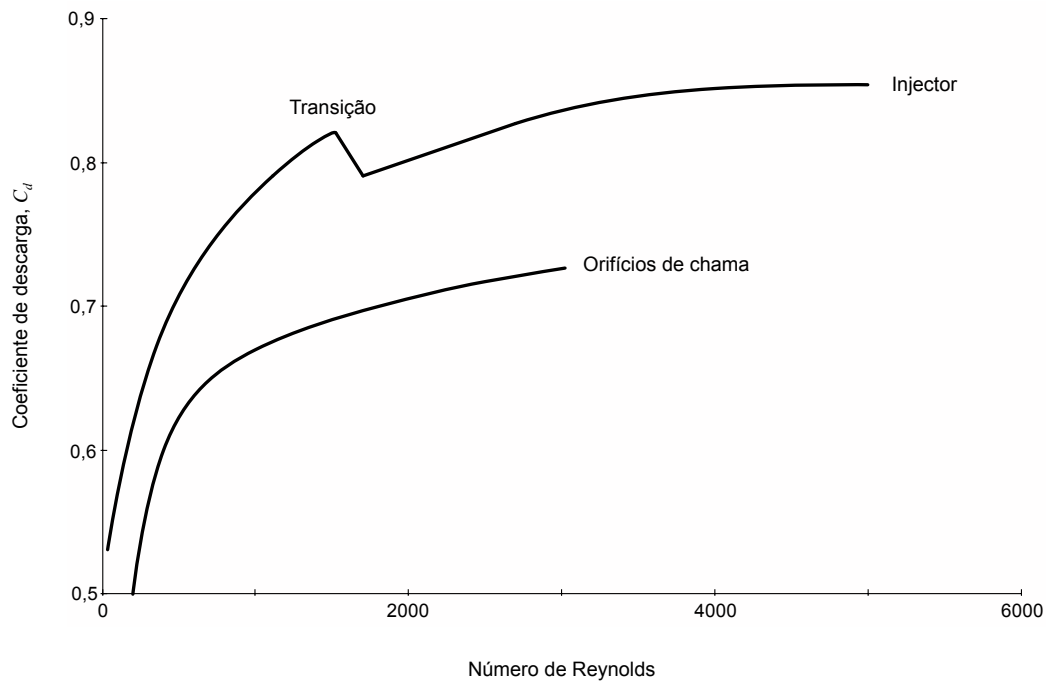


Figura 2.14 - Efeito do número de Reynolds no coeficiente de descarga de um injetor típico e de orifícios de chama (Jones, 1989)

oriundo do injetor de menor diâmetro ser descarregado com maior energia. Esta quantidade superior de energia potencial é justificada com o facto de também ser necessário realizar mais trabalho aquando da compressão do combustível, sendo expectável, portanto, que o jacto possua maior energia à saída. Esta energia “extra” permite uma melhor mistura dos reagentes (Baukal Jr, 2003).

2.3.2. Entradas de ar primário

As entradas de ar primário podem estar situadas à entrada do venturi ou da câmara de mistura (tal como acontece nos queimadores do tipo flauta), de lado ou por baixo. Raramente se situam em cima num queimador horizontal, devido ao risco do gás não entrar no queimador no caso de ser injectado a baixa velocidade, como por exemplo, se o caudal de combustível for diminuído para baixar a potência fornecida. À excepção de alguns queimadores, o tamanho da entrada de ar primário é, geralmente, fixo. Neste caso, a área de entrada deverá ser calculada aquando do projecto do queimador (Hazlehurst, 2009).

2.3.3. Venturi

O venturi, primeiro constituinte da flauta propriamente dita, consiste num tubo afunilado no seu primeiro terço (contração) que desemboca numa garganta estreita. A contração inicial tem a forma de um sino, tal como se pode observar na Figura 2.15. A partir da garganta, o venturi abre novamente em forma de difusor até atingir o seu diâmetro original. Este é um elemento de baixa resistência ao escoamento que provoca uma depressão ao nível da garganta, permitindo incrementar o caudal de ar arrastado pelo jacto de combustível. Promove a mistura do ar com o combustível, tornando-a mais homogénea e proporciona uma razão ar/combustível razoavelmente constante ao longo de uma vasta gama de pressões de entrada. A figura mostra que, apesar da pressão de entrada variar de 2 a 16 *mbar*, a razão ar/combustível permanece constante em torno dos 2,1. O venturi permite, ainda, uma melhor recuperação da pressão ao nível da cabeça do queimador (Hazlehurst, 2009). Outro parâmetro não menos importante é a relação entre o diâmetro da garganta e o comprimento do venturi, L/D . O diâmetro da garganta que proporciona o arrastamento máximo depende da quantidade de movimento linear do jacto e das perdas desta aquando da passagem da mistura pelo venturi. Assim, se o valor de L/D for muito grande, será perdida quantidade de movimento devido às perdas por atrito nas paredes do sistema. Se, caso contrário, o valor de L/D for muito baixo o efeito do venturi perde-se, resultando num arrasto ineficiente que con-

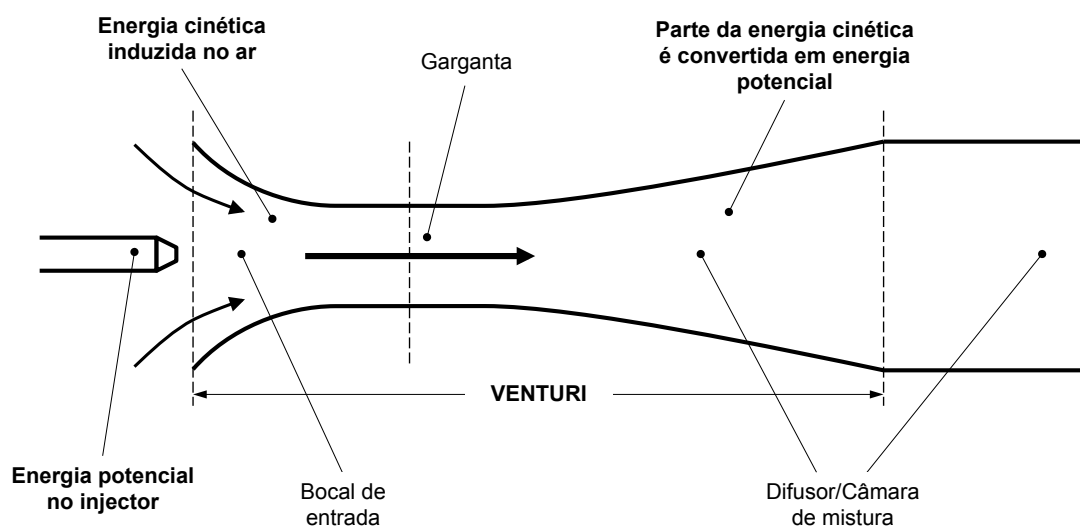


Figura 2.15 - Transformações de energia no venturi de um queimador (Adaptado de Hazlehurst, 2009)

duz a baixas quantidades de ar arrastado. Segundo Baukal Jr (2003), os valores óptimos para o rácio L/D variam entre 5 e 7.

É por isto que é comum introduzir tubos de venturi em queimadores de gás, onde as dobras e rugosidade da chapa, os pequenos orifícios de chama e os longos tubos/câmaras de mistura aumentam a resistência ao escoamento da mistura. A grande mais valia do venturi é o facto deste actuar como um conversor de energia. No injector, o combustível encontra-se sob pressão e é esta mesma pressão a responsável pela energia potencial do combustível, forçando-o a sair do injector e a entrar no venturi. À medida que o jacto é descarregado, o ar ambiente é arrastado, tal como referido anteriormente. A mistura é acelerada à medida que a área de passagem diminui até à garganta, onde atinge a sua velocidade máxima. Este incremento de velocidade provoca a transformação da energia potencial em energia cinética. À medida que a energia potencial diminui, a pressão cai até atingir o seu mínimo ao nível da garganta. Nesta altura, o jacto de combustível arrastou todo o ar possível. A mistura desloca-se, agora, para fora da garganta através da suave expansão existente na zona final do venturi, entrando para o tubo/câmara de mistura ao mesmo tempo que perde velocidade. Esta redução da velocidade converte novamente parte da energia cinética em energia potencial aumentando, consequentemente, a pressão. Este aumento de pressão permite auxiliar a mistura a vencer a resistência das dobras, curvas e rugosidades, empurrando-a para fora dos

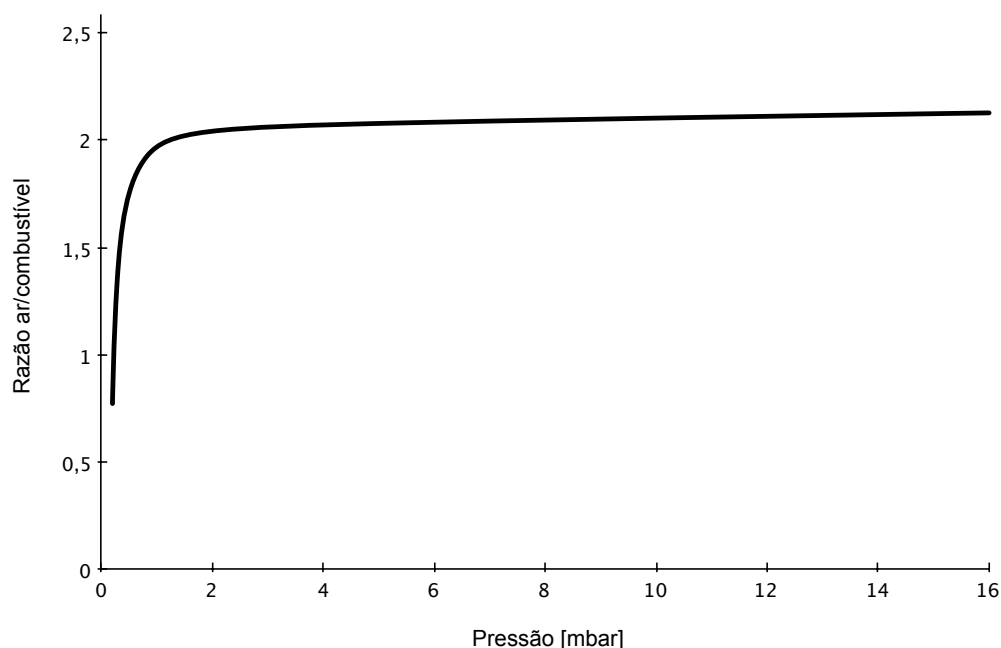


Figura 2.16 - Gráfico da variação da razão ar/combustível em função da pressão de entrada num queimador com venturi (Adaptado de Hazlehurst, 2009)

orifícios de chama (Hazlehurst, 2009).

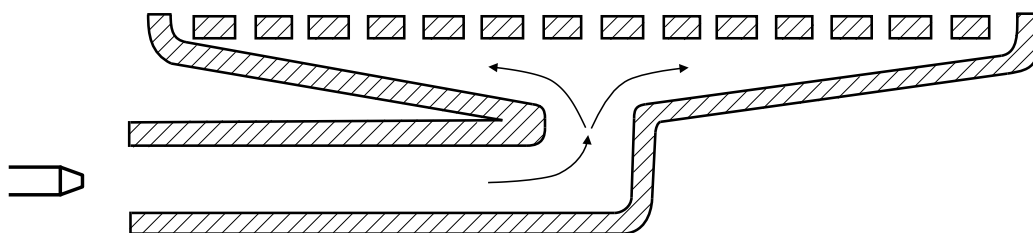
Devido às diversas variáveis em jogo, é difícil prever e otimizar (na fase de projecto), o comportamento do venturi e do queimador como um todo. Por isto, é muito frequente conceber sistemas destes com base no empirismo, suportado em experiências e estudos precedentes e confiando em modelos computacionais para avaliar a performance.

2.3.4. Tubo/Câmara de mistura

Este segmento do queimador, situado imediatamente após o venturi (embora alguns autores (Treloar, 2010) considerem que o venturi faz parte do tubo de mistura), é o local onde ocorre grande parte da mistura do ar com o combustível e se dá o aumento de pressão necessário para vencer a resistência ao escoamento da cabeça do queimador.

2.3.5. Formato da câmara de mistura

Algumas câmaras de mistura possuem um formato não constante ou incluem componentes de geometria variada, de modo a manterem a velocidade e pressão da mistura constantes ao longo de todo o comprimento do queimador. O formato em cunha do queimador da Figura 2.17(a) e a utilização de postigos com área de passagem de secção variável como o utilizado na Figura 2.17(b) são exemplos de soluções adoptadas para uniformizar os valores da pressão e velocidade à saída de todos os orifícios de chama.



(a)

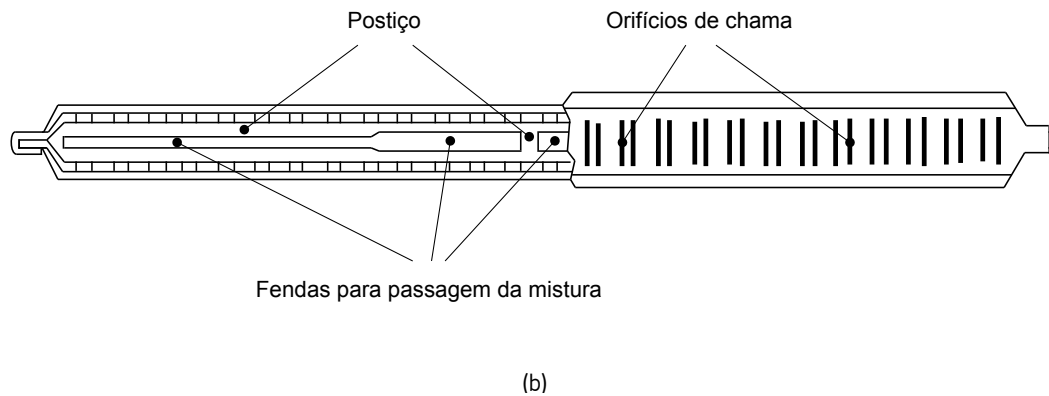


Figura 2.17 - Formatos da câmara de mistura: (a) *queimador em cunha* (Adaptado de Hazlehurst, 2009) (b) *aplicação de postiço com abertura de secção variável* (Adaptado de Seebauer, 1981)

2.3.6. Orifícios de chama

As chamas devem ter o tamanho e formato adequado à optimização da transferência de calor, para uma determinada aplicação. Isto depende, em grande parte, da forma como as chamas obtêm o ar secundário, estando directamente relacionado com o tamanho e posição dos orifícios de chama (Hazlehurst, 2009).

No caso de um queimador possuir várias linhas de orifícios de chama muito próximos (ver Figura 2.18(a)), os cones de chama formados pelas chamas exteriores são pequenos e perfeitamente definidos, porém, as chamas formadas nos orifícios centrais, i.e., interiores, são muito longas e sem cone definido. Isto deve-se ao facto do ar secundário não atingir estas chamas, provocando o alongamento das mesmas até encontrarem oxigénio que lhes permita terminar a combustão. Assim, para resolver este problema, os orifícios deverão possuir um arranjo que auxilie a ventilação dos orifícios centrais, permitindo que o ar atmosférico chegue a estes, tal como acontece na Figura 2.18(b). Não obstante, não deverá ser descurado que os orifícios deverão estar suficientemente próximos para provocar ignição do orifício seguinte, aquando da ignição num ponto do queimador. Uma outra alternativa passa por utilizar queimadores de “fita” (*ribbon burners*, na literatura inglesa), como os ilustrados na Figura 2.19. São feitos a partir de uma chapa ondulada alternada com uma chapa plana. A vantagem destes queimadores reside na uma maior razão entre as áreas do orifício de chama e do queimador, sem que ocorra retorno de chama (Hazlehurst, 2009).

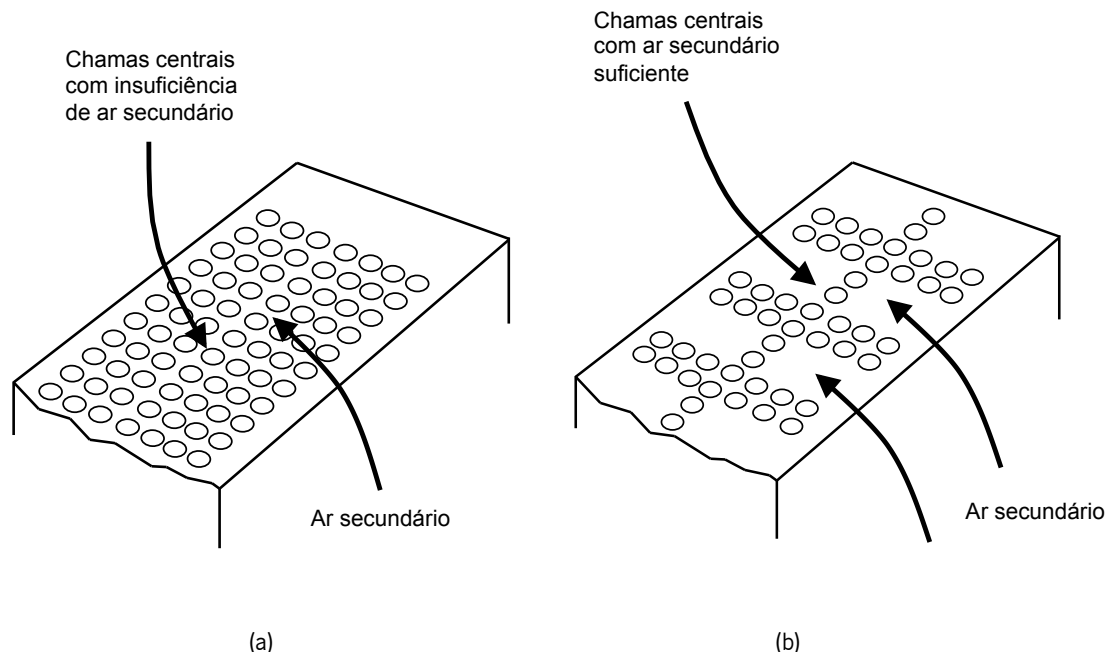


Figura 2.18 - Orifícios de chama: (a) *queimador com insuficiência de ar secundário*; (b) *queimador com bom arejamento de ar secundário* (Adaptado de Hazlehurst, 2009)

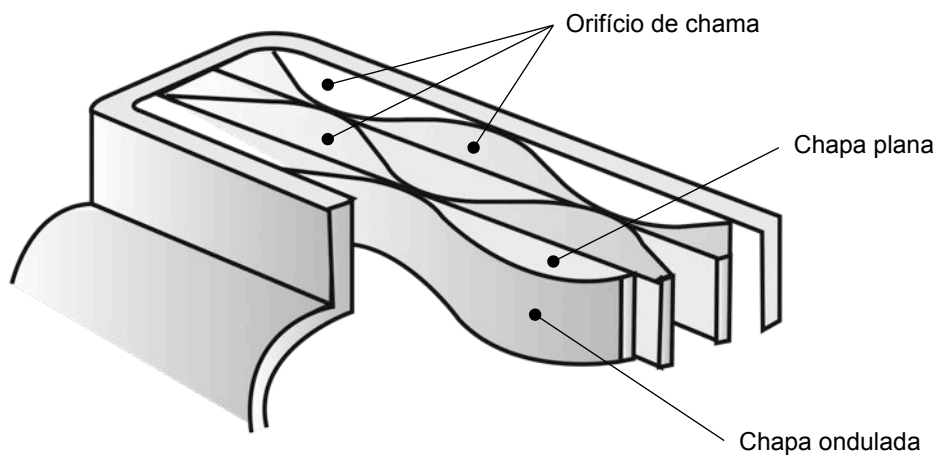


Figura 2.19 - Queimador de "fita" (Adaptado de Treloar, 2010)

2.4. Flautas

Tal como referido anteriormente, existem diversos tipos de queimadores de gás, cada um deles projectado para uma determinada aplicação (confeção de alimentos, aquecimento de ar ambiente, aquecimento de água, etc). No entanto, na área da produção de AQS, os fabricantes de esquentadores e caldeiras murais a gás optam, geralmente, pelo uso de queimadores modulares, constituídos por vários elementos do tipo “flauta”. Estes são alinhados paralelamente entre si, tal como se pode observar no queimador “*box burner*” da Figura 2.20. Cada flauta, alimentada por uma mistura de ar e combustível, compreende um corpo constituído por duas metades simétricas (unidas por quinagem e soldadura), que dão forma ao tubo de venturi responsável pela “aspiração” da mistura que segue pela câmara de mistura até sair pelos orifícios de chama situados na cabeça do queimador.

A evolução destes equipamentos baseia-se, essencialmente, em dois pontos: redução das emissões poluentes (NO_x , CO, etc.); e aumento da densidade energética (i.e. diminuir o tamanho do queimador, mantendo a potência e rendimento do mesmo).

Neste subcapítulo serão apresentados alguns tipos de flautas utilizadas em esquentadores domésticos (existentes no mercado), sendo feita uma breve descrição e caracterização das mesmas.

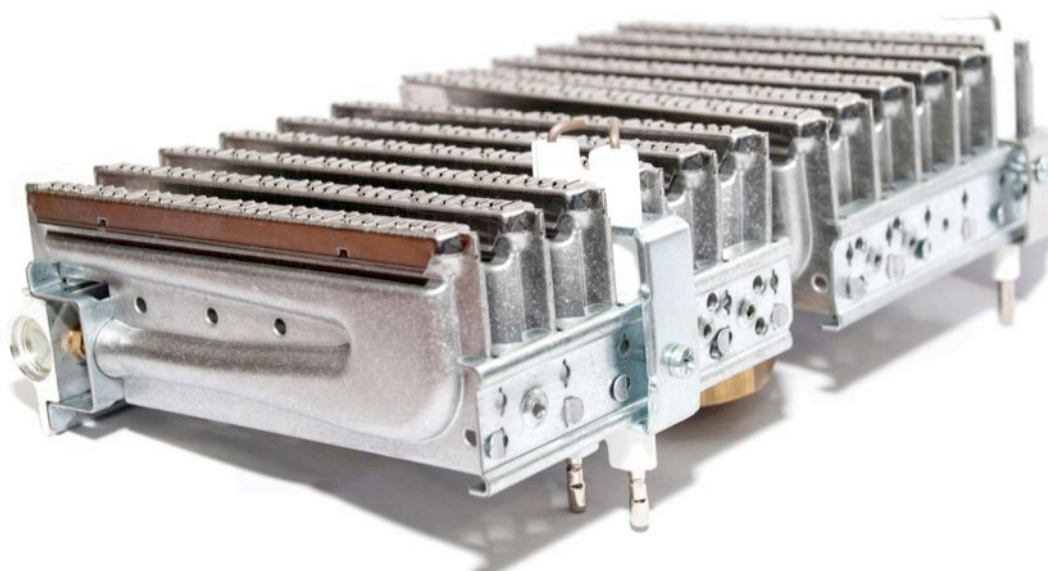


Figura 2.20 - Queimador de gás de esquentador doméstico: as flautas (elementos) são alinhadas paralelamente e acopladas à régua de injectores

2.4.1. Flauta convencional

A flauta convencional (ver Figura 2.21) trata-se de um queimador atmosférico (entenda-se por queimador, neste caso, o elemento unitário “flauta” cujo conjunto de algumas unidades formam o queimador da Figura 2.20) para todos os tipos de gases combustíveis, especialmente indicado para a utilização em aparelhos domésticos aquecidos a gás (Seebauer, 1981). Equipa, actualmente, uma vasta gama de equipamentos, encontrando-se em comercialização há já muitos anos. É um modelo de construção muito simples, caracterizado por uma elevada estabilidade e boa formação de chama, bem como uma vantajosa proporção entre a altura de construção e a sua potência. Esta flauta surgiu como evolução de uma outra cuja formação de chama e estabilidade apenas são razoáveis quando a velocidade a que a mistura de ar-combustível atravessa o tubo de queima não ultrapassam um determinado limite. Deste modo, as melhorias introduzidas por este modelo pretendem alargar a gama de funcionamento do aparelho, podendo, para a mesma área de superfície, ser carregado mais intensamente que os modelos anteriores (Seebauer, 1981).

Neste modelo é possível distinguir dois tipos de chama: uma chama principal e uma chama auxiliar. A última tem como função estabilizar a primeira. Através do recurso a abas la-

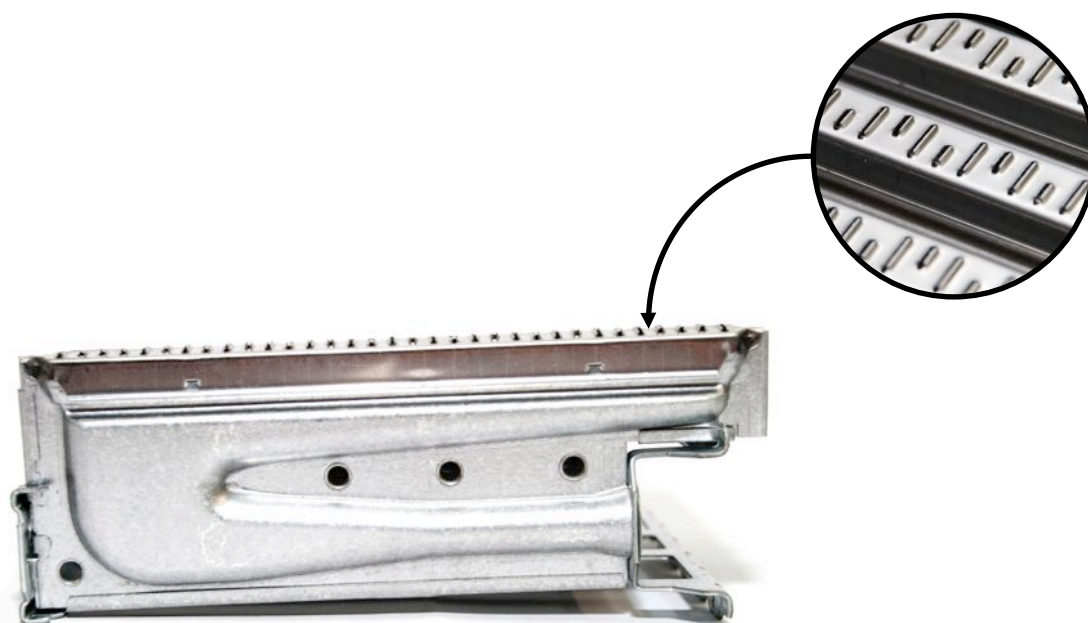


Figura 2.21 - Flauta atmosférica para equipamentos domésticos aquecidos a gás: pormenor dos orifícios de chama

terais (6), junto aos orifícios de chama (7), consegue-se a correcta formação das chamas principais, mantendo-se paralelas umas às outras e convenientemente alimentadas de ar secundário. Imediatamente abaixo dos orifícios das chamas auxiliares (8) existem câmaras de expansão (5) que permitem a estabilização das chamas auxiliares. A câmara de mistura (1) situa-se imediatamente após a expansão do venturi (2), mais concretamente na zona de cotovelo do canal de passagem da mistura, no qual se forma uma turbulência bastante elevada que promove a mistura adicional (para além da que é feita no venturi) dos componentes da mistura gasosa. Outro pormenor construtivo de grande importância na estabilização e formação das chamas principais, juntamente com as abas levantadas nos orifícios de chama, é a montagem dos estrangulamentos (3) e (4) imediatamente a montante dos orifícios de chama. Isto permite uniformizar o escoamento, em termos de pressão e velocidade, ao longo de toda a cabeça da flauta, mesmo para cargas elevadas, i.e., grandes caudais. Neste estrangulamento, a fenda (3) prolonga-se por uma fenda longitudinal mais estreita (4) situada directamente sobre o cotovelo (Seebauer, 1981).

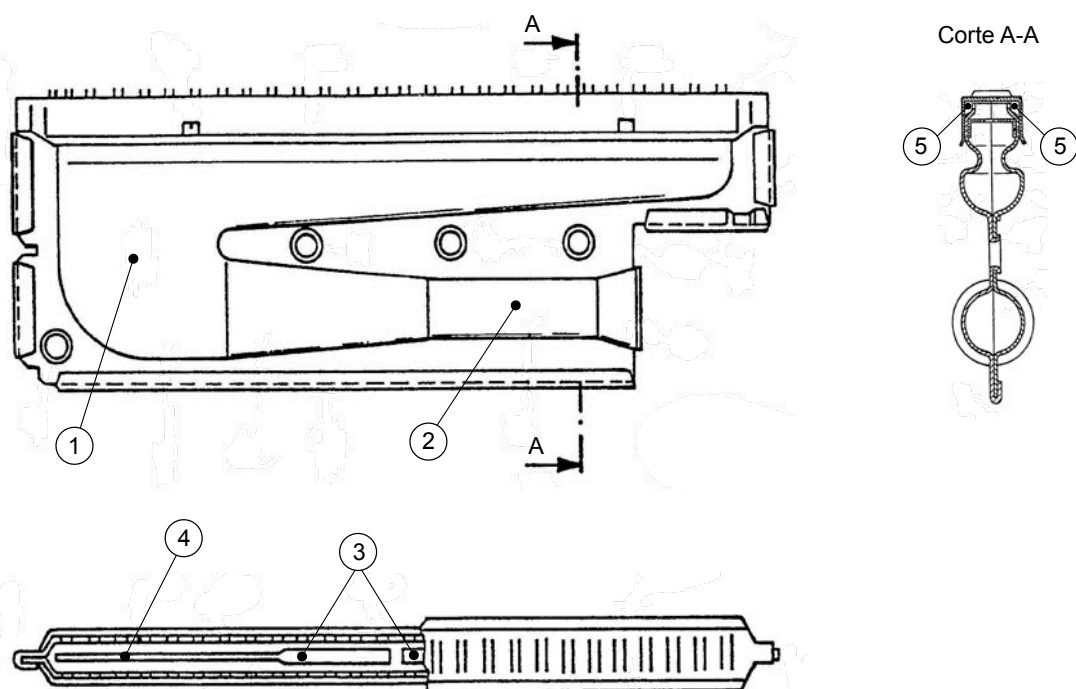


Figura 2.22 - Esquema ilustrativo da flauta: *alçado principal, vista de cima e vista em corte* (Adaptado de Seebauer, 1981)

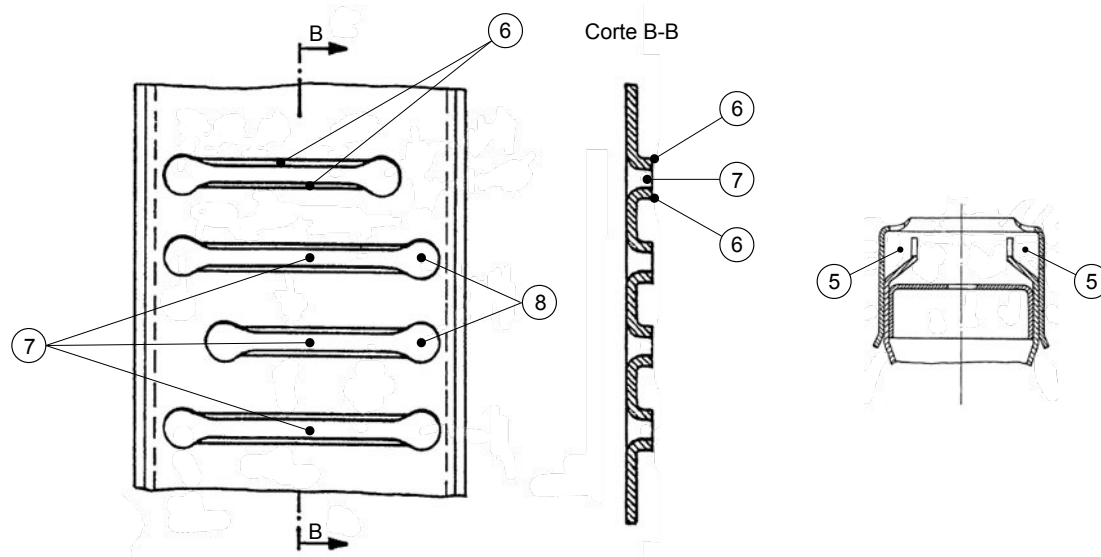


Figura 2.23 - Esquema ilustrativo da flauta: pormenores dos orifícios de chama principais e auxiliares; vista em corte da cabeça da flauta (Adaptado de Seebauer, 1981)

A melhoria da alimentação de ar secundário para as raízes das chamas principais é conseguida graças à variação alternada do comprimento dos orifícios de chama e à disposição excêntrica e recuada (em relação ao plano médio longitudinal da flauta) dos orifícios de menores dimensões, tal como se pode observar no pormenor da Figura 2.21. Outro factor que desempenha um importante papel na estabilidade das chamas é a disposição dos orifícios (8) nos quais se formam as chamas auxiliares, alimentadas pelas câmaras de expansão (5), que são atraídas para as chamas principais, patrocinando a manutenção destas. Conta ainda, para isto, o facto do plano de saída das chamas auxiliares ficar abaixo do plano de saída das chamas principais, devido à posição mais elevada das abas (6) (Seebauer, 1981).

2.4.2. Flauta com ancoramento de chama

Com as crescentes preocupações ambientais relacionadas com a poluição e consequente destruição ambiental resultantes das chuvas ácidas, surgiu a necessidade de estabelecer regras (i.e., legislação) que limitem as emissões poluentes dos equipamentos que queimam combustíveis fósseis. Os esquentadores não são excepção e os fabricantes têm vindo a evoluir os seus queimadores, sempre com a preocupação ambiental em mente. Deste modo, é necessário reduzir, urgentemente, as emissões de óxidos de azoto. Para resolver esta

questão, os engenheiros desenvolveram métodos de combustão mais limpos, com baixas emissões de NO_x , mantendo a mesma potência e calor fornecido. A flauta com ancoramento de chama é um exemplo de aplicação de um desses métodos de combustão, designado na literatura inglesa por *thick and thin fuel combustion*. Neste método, é produzida uma chama principal a partir de uma mistura de ar-combustível pobre, composta pela pré-mistura de um combustível gasoso com uma quantidade de ar cerca de 1,6 vezes superior à quantidade teórica (Shimazu et al., 2007), i.e., 160% mais ar que a mistura estequiométrica e uma chama auxiliar (secundária), produzida à base de uma mistura rica de combustível com uma pequena quantidade de ar e elevada concentração de combustível.

A flauta da Figura 2.24 é um exemplo concreto de um queimador com ancoramento da chama principal por meio de uma chama piloto, para sistemas pressurizados. Na Figura 2.25 é possível observar uma esquema representativo da montagem paralela de algumas flautas deste tipo que constituem um queimador de esquentador. No topo da flauta, ao longo do centro longitudinal da cabeça, localizam-se os orifícios de chama primários (13) que dão origem às chamas principais, ligados por um percurso (11) a uma abertura lateral (8) que se desenvolve em forma de venturi, através da qual entra uma mistura ar-combustível. Na vizinhança de ambos os lados dos orifícios das chamas principais (13), numa cota um pouco mais baixa, existem orifícios de chama secundários (14) em forma de fenda ao longo de todo o comprimento, encontrando-se ligados pelo percurso (12) a uma outra abertura (9), situada acima da abertura principal (8), que fornece uma outra mistura ar-combustível aos orifícios secundários (14) de ambos os lados. Nas aberturas (8) e (9) existe uma placa (5) que funciona como regulador do ar primário de cada chama (principal e secundária). Tal como se pode observar na Figura 2.25, as condutas de alimentação de combustível (6) e (7) possuem injectores individuais (1) e (2). O combustível fornecido pelo injector (1) arrasta ar no orifício (3) até atingir a abertura (8). Ar e combustível misturam-se na garganta do venturi (10) e seguem pelo percurso (11) até serem queimados nos orifícios principais (13). Por sua vez, o combustível descarregado pelo injector (2) arrasta ar primário no orifício (4) até chegar à abertura (9), seguindo a mistura pelo percurso (12) que forma uma bifurcação de modo a distribuir a mistura pelos orifícios secundários (14) situados em ambos os flancos laterais da flauta (Nakaura et al., 1997).

A mistura pobre é fornecida aos orifícios principais (13), possuindo um rácio ar/combustível que ronda os 1,4 sob condições de pressurização. Por outro lado, a mistura

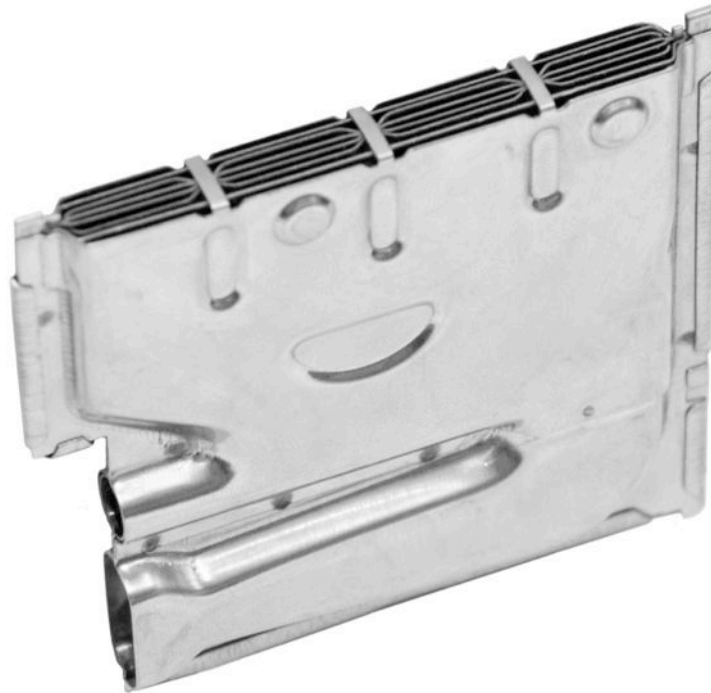


Figura 2.24 - Flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto

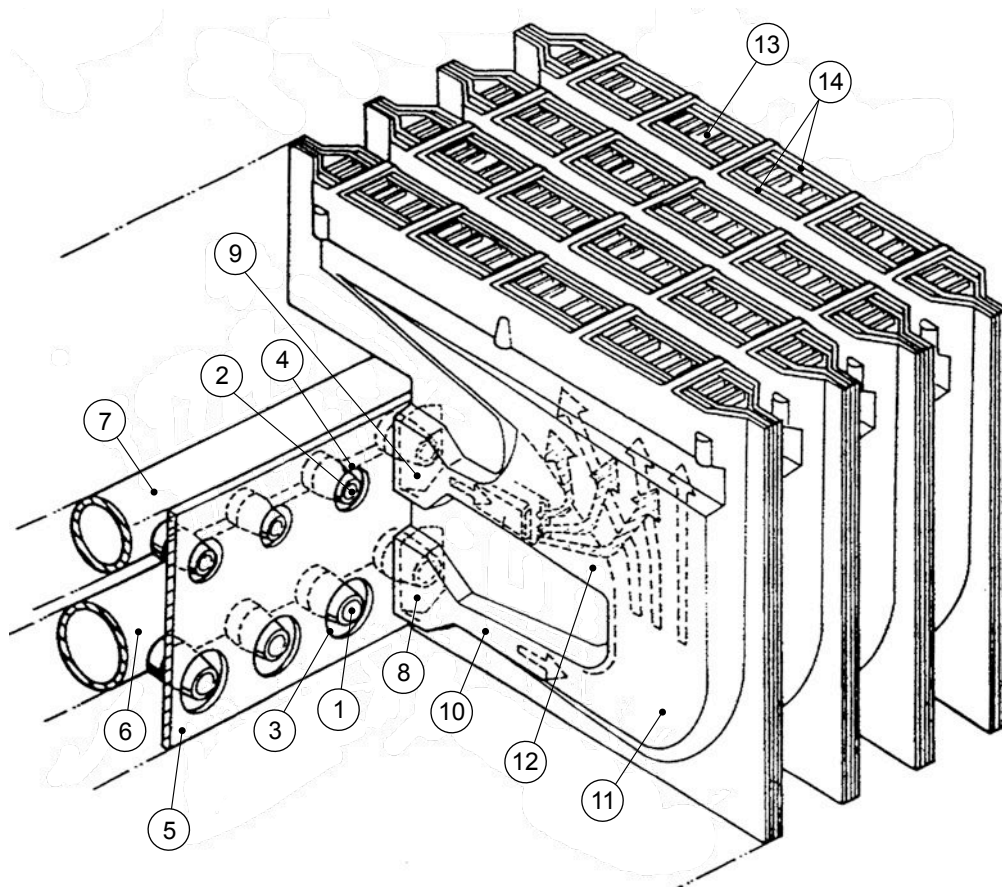


Figura 2.25 - Esquema de montagem de algumas flautas com ancoramento de chama principal por chama piloto: *principais detalhes construtivos* (Adaptado de Nakaura et al., 1997)

rica (cuja razão de equivalência cerca de 0,8) é fornecida aos orifícios de chama auxiliar (14). Devido à elevada concentração de mistura pobre, a combustão nos orifícios principais emite menos NO_x , graças ao curto tempo de residência. Similarmente, devido à elevada concentração de combustível da mistura rica, a combustão que ocorre nos orifícios auxiliares emite também menos NO_x , devido à baixa temperatura e à reduzida concentração de oxigénio (Nakaura et al., 1997).

A construção dos orifícios principais (13) segundo numerosas fendas sucessivas, permite reduzir a combustão por orifício, reduzindo a vibração da chama que ocorre quando se opera segundo condições muito pobres. Isto permite, ainda, reduzir o ruído provocado pela vibração da chama. Graças a tudo isto, as emissões de NO_x podem ser reduzidas para 40-60 ppm, contrariamente ao que acontece em flautas convencionais, nas quais as emissões sobem para valores que se aproximam das 120 ppm quando a mistura ar-combustível possui um rácio ar/combustível de 1,2 (Nakaura et al., 1997). Isto prova o quão importante é o ajuste do rácio de cada mistura na redução das emissões de óxidos de azoto. Este ajuste é conseguido através do correcto posicionamento e diâmetro dos injectores (1) e (2) e dos orifícios (3) e (4). A localização inferior da abertura (8), que se situa por baixo da abertura (9), deve-se ao facto de a mistura pobre necessitar de um maior percurso para completar e homogeneizar a mistura de combustível e ar.

Entre os orifícios principais (13) e os orifícios secundários (14) existe uma cavidade, uma zona de partição (*partition zone*) (15), tal como se pode observar na Figura 2.26, que permite ejectar parte da mistura ar-combustível em forma de vórtice (V) no orifício de chama principal (13). Estabelecido o vórtice (V), é possível controlar a mistura ar-combustível do orifício secundário (14), de modo a formar uma chama (F2) direccionada para o orifício principal (13), prevenindo a influência da vibração da chama (F1) sobre a chama (F2), estabilizando a segunda e mantendo a primeira igualmente estável e com baixa emissão de ruído (Nakaura et al., 1997). Segundo os mesmos autores, de forma a produzir o efeito desejado, a largura da zona de partição (15) deverá ser superior a 1 mm, mas não exceder os 2 mm, sendo usualmente 1,3 mm. A Figura 2.27(a) apresenta um gráfico onde está representada a região de estabilidade de combustão para uma flauta convencional quando opera em regimes de baixa emissão de NO_x . Comparativamente, a Figura 2.27(b) mostra o mesmo gráfico mas para a flauta acima descrita. Pela observação e análise de ambos os gráficos, é fácil perceber que a flauta com ancoramento de chama permite obter uma combus-

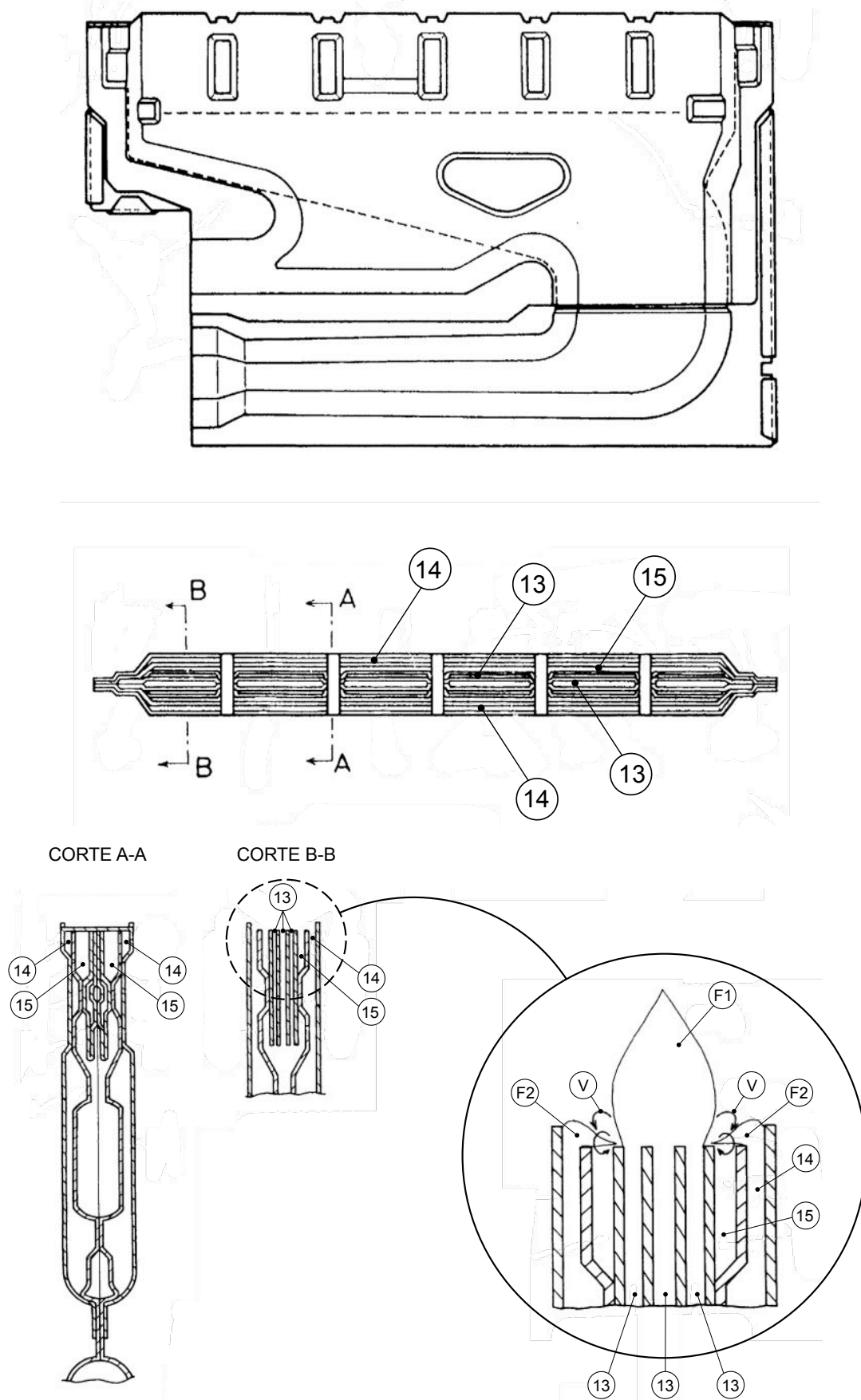
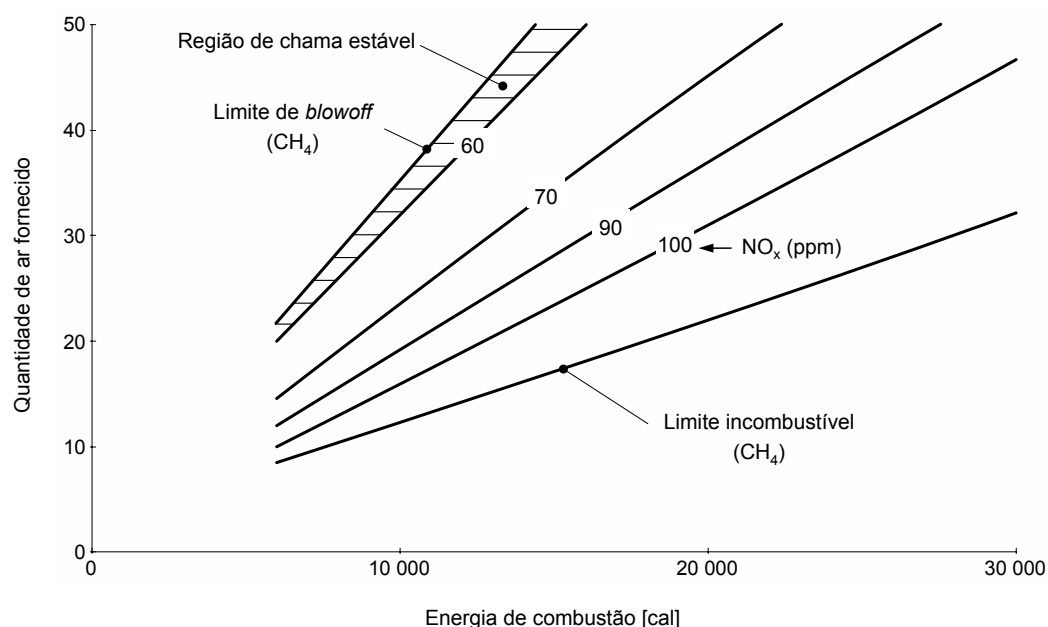
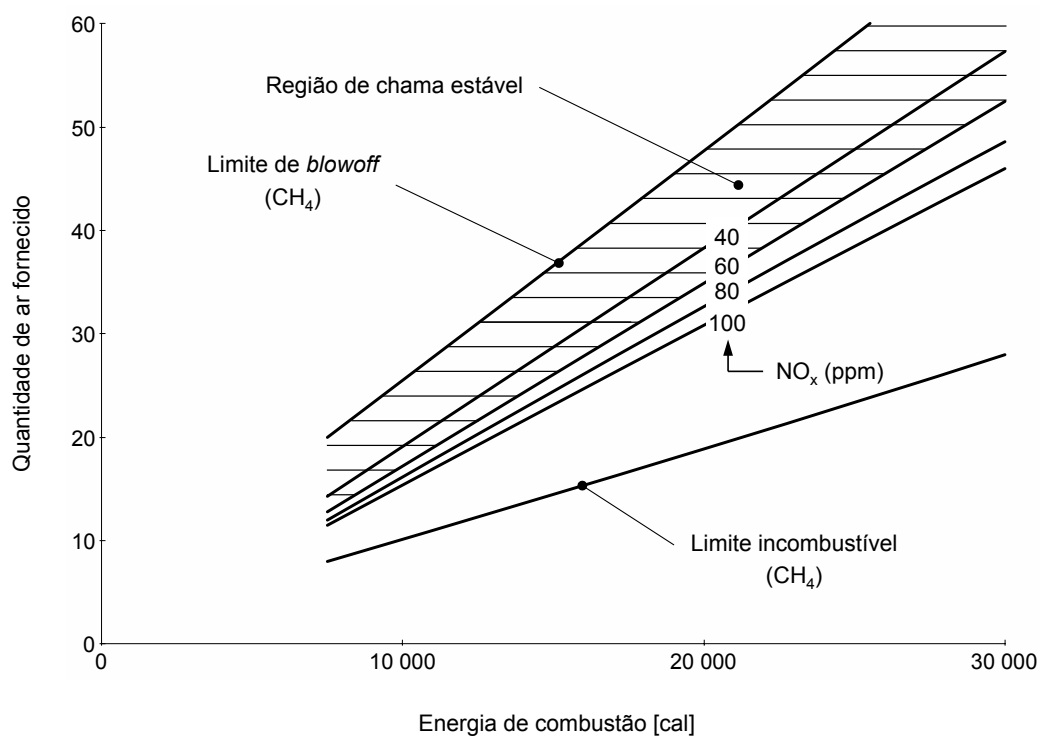


Figura 2.26 - Pormenores construtivos da flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto (Adaptado de Nakaura et al., 1997)

tão, mesmo operando numa vasta gama de regimes de emissão de NO_x abaixo das 60 ppm, contrariamente ao que acontece no caso da flauta convencional, mostrando os avanços significativos que esta tecnologia trouxe aos aparelhos de produção de AQS domésticos.



(a)



(b)

Figura 2.27 - Estabilidade de chama em regimes de baixa emissão de NO_x : (a) flauta convencional; (b) flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto (Adaptado de Nakaura et al., 1997)

Existem, ainda, outras configurações e geometrias de queimadores e flautas que operam segundo este princípio de ancoramento de chama. Algumas flautas, como a da Figura 2.28, possuem o mesmo modelo de funcionamento que o da acima descrito mas contêm apenas um orifício de admissão de mistura. Ora, se isto, por um lado, torna o sistema mais compacto, por outro aumenta imenso a complexidade do seu fabrico. Outras soluções passam pela utilização de sub-conjuntos de duas flautas com diferentes geometrias (ver Figura 2.29), uma responsável pela produção da chama principal (pobre) e outra pela produção da chama piloto auxiliar (rica).

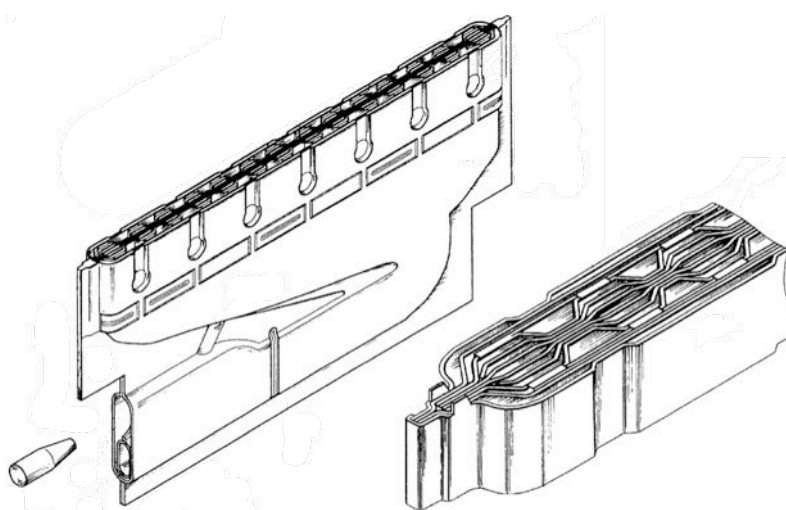


Figura 2.28 - Flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto com apenas uma admissão de ar e combustível (Adaptado de Kuriyama et al., 2003)

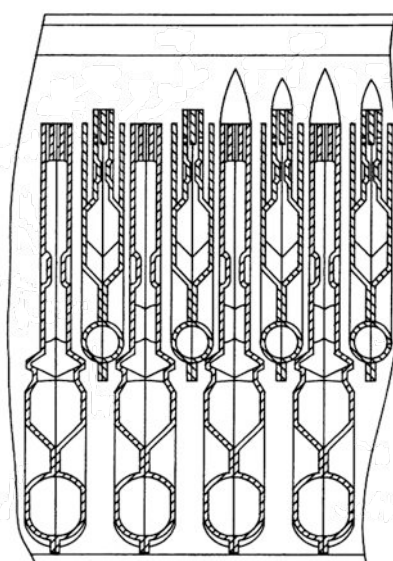


Figura 2.29 - Queimador constituído por conjuntos alternados de duas flautas: a maior produz uma chama pobre, ao passo que a mais pequena produz uma chama rica (Adaptado de Sugahara et al., 1994)

2.4.3. Flauta com estágio do oxidante

Apesar das vantagens atrás mencionadas para a *thick and thin fuel combustion* e da sua excelente reputação no mercado, esta possui algumas limitações: baixa *Turn Down Ratio* (TDR), ou seja, baixa gama de funcionamento, pois é difícil operar em condições de baixo fornecimento de calor; é comum os equipamentos que funcionam segundo o método *thick and thin fuel combustion* possuírem um ventilador que auxilia a geração da mistura pobre. Ora, este ventilador vai-se deteriorando com o uso, reduzindo gradualmente o volume de ar insuflado, o que diminui a quantidade de ar fornecido à chama principal, aproximando a mistura do valor estequiométrico. Tal redução na quantidade de ar misturado resulta numa maior velocidade da chama principal, aproximando-a dos orifícios de chama, podendo causar danos nos mesmos com o decorrer do tempo; outro obstáculo a esta tecnologia prende-se com a limitação dos combustíveis utilizáveis. Por exemplo, um determinado combustível fornecido por um fabricante pode ser constituído por um único componente, ao passo que o fornecido por outro poderá ser constituído por vários componentes. Isto origina diferentes velocidades de chama, dependendo do fabricante, mesmo que o poder calorífico de ambos os combustíveis seja igual. Por fim, o facto deste método produzir uma chama principal num ambiente de excesso de ar conduz a velocidades de chama baixas, podendo ocorrer a extinção da chama (*blowoff*), resultando numa combustão instável (Shimazu et al., 2007).

Estes obstáculos levaram os engenheiros a desenvolver outras soluções que os corrijam ou minimizem os seus efeitos. Foi assim que surgiu uma outra tecnologia mais recente: a estabilização da chama produzida por uma determinada mistura (primeiro estágio), através de uma segunda injeção (segundo estágio) de oxidante ou de combustível nos produtos da combustão da chama principal.

A flauta com estágio do oxidante, representada na Figura 2.30, assenta num princípio semelhante ao do *thick and thin fuel combustion*, denominado combustão estagiada, vulgarmente denominado na literatura inglesa por *two-staged combustion*. Neste método, o combustível é injectado sob condições de défice de oxigénio, formando a chama principal aquando da sua ignição (primeiro estágio). À chama produzida desta forma, é fornecido ar secundário num outro estágio (segundo estágio) que se mistura com os produtos da combustão da chama principal rica, aprovisionando o ar necessário para terminar a combustão dos gases não queimados na chama principal (Shimazu et al., 2007) e baixando a

temperatura de chama, factor de primordial importância na redução das emissões dos óxidos de azoto.

Isto é conseguido graças a um desenho pouco convencional para queimadores deste género, onde o gás combustível é introduzido no aparelho por um injector (1) através do bocal de entrada (2) pertencente à câmara de mistura (7). O ar proveniente de um ventilador (3), colocado na zona inferior, é expelido através dos orifícios (4), penetrando na flauta pelas aberturas existentes na zona inferior. O ar produzido pelo ventilador (3) segue então três caminhos distintos: o primeiro é através da conduta de passagem (16) subindo através da entrada (5) até ser descarregado pelos orifícios (18) e (19). A montante, parte do ar que entra na conduta (16) é primeiramente descarregado pelos orifícios (12) e (15). O segundo trajecto do ar passa através de um membro intermédio composto pela câmara de mistura (7) e o invólucro da cabeça do queimador (8). O ar é introduzido através das aberturas (6) chegando ao espaço de mistura (11) sendo, posteriormente, descarregado através dos orifícios de chama (13) para a câmara de combustão (17). Por fim, o terceiro caminho é o percorrido pelo ar primário que é introduzido por arrasto (*entrainment*) no bocal (2) através do jacto de combustível proveniente do injector (1), chegando à câmara de mistura (7) onde o ar e combustível são perfeitamente misturados. Agora, parte dessa mistura é descarregada directamente através dos orifícios de chama (13) e outra parte através dos orifícios laterais (9) onde colide perpendicularmente com o fluxo de ar ascendente proveniente das aberturas (6), o que favorece a homogeneidade da mistura, ao mesmo tempo que a empobrece.

Todas as misturas atrás referidas são homogeneamente misturadas nos espaços (10) e (11) formando uma só mistura que é descarregada de seguida pelos orifícios de chama (13) com um caudal constante e uniforme ao longo de toda a flauta. No entanto, a quantidade de ar misturado com o combustível até então é inferior à quantidade estequiométrica. Deste modo, o combustível é descarregado sob condições de défice de oxigénio, o que impede a sua combustão completa. Após a ignição, a mistura pobre dá origem a uma chama primária na primeira câmara de combustão (17). No entanto, pela razão antes mencionada, o combustível não é totalmente consumido. Os produtos da combustão resultantes são então direccionados (naturalmente) para a parte superior da câmara de combustão (17) onde é fornecido ar secundário através dos orifícios (18) e (19), ocorrendo uma segunda combustão que dá origem a uma chama secundária, desta vez, com a quantidade necessária de oxigénio. Na vizinhança das aberturas (14) são formadas chamas auxiliares que, graças ao baixo caudal, são

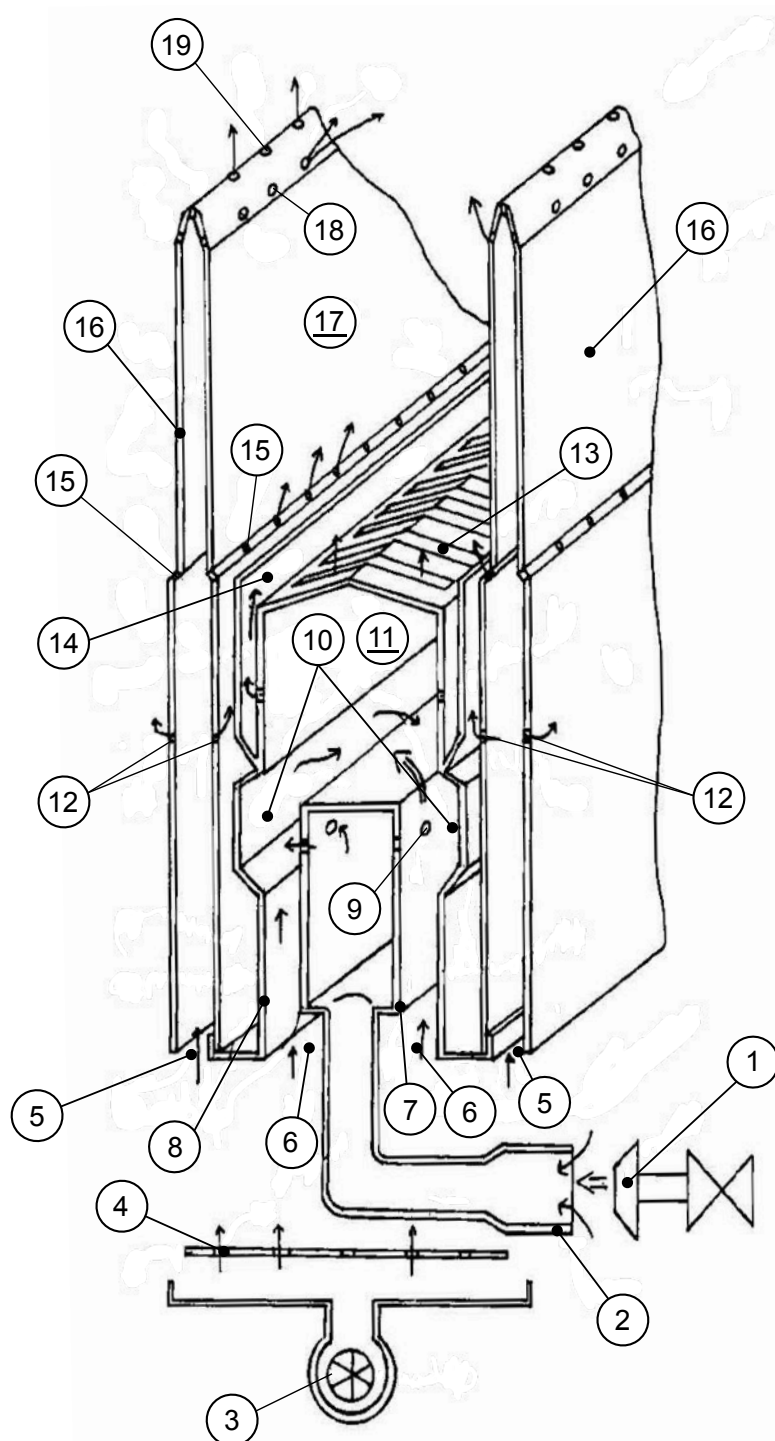


Figura 2.30 - Flauta com estágio do oxidante: *diagrama esquemático onde é representado o escoamento do ar por meio de setas* (Adaptado de Shimazu et al., 2007)

mais estáveis, sendo responsáveis por estabilizar as chamas principais, através do contacto com as extremidades destas. Por sua vez, a estabilidade da chama secundária formada acima da chama principal é assegurada pelo ar descarregado pelos orifícios (15) que é projectado na diagonal, não obstruindo a chama principal nem dificultando o escoamento dos produtos da

combustão primária. Consequentemente, uma fracção dos gases não queimados entra em combustão, produzindo uma chama intermédia que estabiliza a chama secundária formada imediatamente acima (Shimazu et al., 2007).

Desta maneira, a flauta estagiada permite produzir chamas primárias e secundárias estáveis e uniformemente distribuídas ao longo de toda a área de queima. Para além disto, este método permite obter menores emissões de NO_x e um maior *Turn Down Ratio*, i.e., uma gama de modelação de potência do esquentador mais ampla, permitindo utilizar o esquentador em regimes de potência mais baixos. Esta flauta possui, ainda, a vantagem de se adaptar a qualquer velocidade de chama, permitindo a utilização de todos os tipos de combustíveis gasosos (Shimazu et al., 2007).

2.4.4. Flauta com estabilizadores aerodinâmicos de chama

Existe ainda outro tipo de flauta, como a da Figura 2.31, bastante diferente dos apresentados anteriormente, mas com o mesmo propósito: produzir uma chama estável, que forneça a potência necessária, de forma compacta e com baixas emissões de NO_x .



Figura 2.31 - Flauta com estabilizadores aerodinâmicos de chama

Assim, surgiu um outro modelo que recorre à aplicação de apêndices aerodinâmicos na cabeça da flauta, junto aos orifícios de chama, de forma a estabilizar a chama e a baixar a temperatura da mesma.

No arranjo da Figura 2.32, ao contrário do que acontece com a maioria das flautas, a entrada da mistura de ar e combustível faz-se pela zona inferior (1), na mesma direcção em que sai pelos orifícios de chama. O jacto de combustível, proveniente do injector, arrasta ar ambiente e entra para o venturi (2) que, à semelhança do que acontece noutras flautas, auxilia o arrasto e favorece a homogeneização da mistura, permitindo obter um rácio de ar de 120% (Ferroli, 1993). Deste segue para um tubo de distribuição (3), no fim do qual se divide, de forma equivalente e uniforme, por ambos os lados do elemento difusor (5) através dos canais (4). Este difusor (5), que consiste numa contracção da secção, associado à contracção subsequente (6) permite a entrega uniforme da mistura a todos os orifícios de chama, dificultando o escoamento no alinhamento da entrada, tornando a velocidade e pressão aproximadamente constantes ao longo de toda a cabeça (7) (Ferroli, 1993).

No entanto, a maior particularidade desta flauta é a existência das abas (8) e (9) que funcionam como estabilizadores aerodinâmicos das chamas, tal como se pode observar na Figura 2.33.

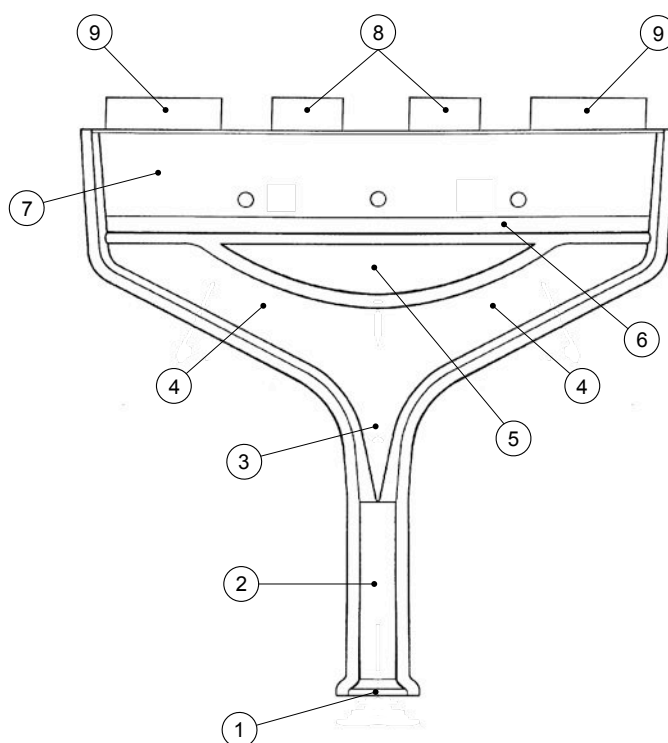


Figura 2.32 - Esquema da flauta com estabilizadores aerodinâmicos (Ferroli, 1993)



Figura 2.33 - Flauta com estabilizadores aerodinâmicos de chama: *pormenor dos orifícios de chama e apêndices aerodinâmicos*

A montagem destes apêndices aerodinâmicos permite melhorar a transferência de calor e aumentar a quantidade de calor trocado, graças à geração de vórtices que permitem estabilizar a chama, melhorar a mistura do ar secundário e reduzir a temperatura da chama, devido à mistura com o ar secundário à temperatura ambiente. Isto permite, ainda, juntamente com a generosa quantidade de ar primário fornecido, promover o arrefecimento da cabeça da flauta, mantendo a pressão da mistura ao mesmo tempo que as emissões de NO_x , CO e CO_2 são reduzidas (Ferroli, 1993). Os apêndices permitem, também, a recirculação dos produtos da combustão, aumentando a transferência de calor que, por conseguinte, diminui a temperatura de chama, bem como limitar a disponibilidade de oxigénio na zona de reacção.

2.5. Teoria dos jactos turbulentos

Um jacto livre forma-se quando um fluido é descarregado por um injector ou orifício, devido à queda de pressão. Desprezando velocidades muito baixas de escoamento, verifica-se que o jacto se torna completamente turbulento (caracterizado por um número de Reynolds bastante elevado) a uma curta distância do ponto de descarga (Schlichting, 1979). Uma das características que suscita maior curiosidade neste tipo de escoamento é o facto do jacto, ao emergir do orifício e devido ao seu atrito, arrasta consigo algum do fluido circundante que está, inicialmente, em repouso. O estudo da mecânica dos jactos, que já remonta à primeira metade do século passado, tenta agora compreender melhor esse processo através do qual o fluido envolvente é arrastado. O jacto e o meio receptor podem ser compressíveis ou incompressíveis e o segundo pode ainda estar em repouso ou em movimento. Estudos de Forstall e Gaylord (1955), mostram que o comportamento de um jacto de água a descarregar para um meio da mesma substância é o mesmo que o observado por outros autores para um jacto de ar que descarrega sobre um meio de ar e que, por isso, as características obtidas por medições feitas em ar podem ser directamente aplicáveis a água.

O escoamento de jactos é classificado como um escoamento turbulento livre no qual surge uma superfície de separação tangencial, através da qual existe um gradiente de velocidades acentuado. Esta descontinuidade acentuada é uma região instável na qual se formam vórtices turbulentos em grande escala na superfície de separação, gerando uma camada de mistura que provoca uma forte troca de matéria, energia e quantidade de movimento ao longo da mesma. A formação destes vórtices pode ser observada na Figura 2.34, para dois jactos com diferentes números de Reynolds, nos quais a energia cinética é convertida em energia cinética da turbulência, que se dissipa ao longo do escoamento devido às tensões de corte (Rodko, 1997).

Brown (1935), Winant e Brownand (1974), verificaram que essa mistura turbulenta ocorre, essencialmente, por um processo de arrastamento devido aos vórtices em vez de difusão molecular. Schlichting (1979) concluiu que, devido à turbulência, o jacto mistura-se parcialmente com o fluido envolvente que se encontra no estado estacionário, sofrendo desaceleração e difusão lateral, enquanto o segundo é acelerado e arrastado para o corpo do jacto.

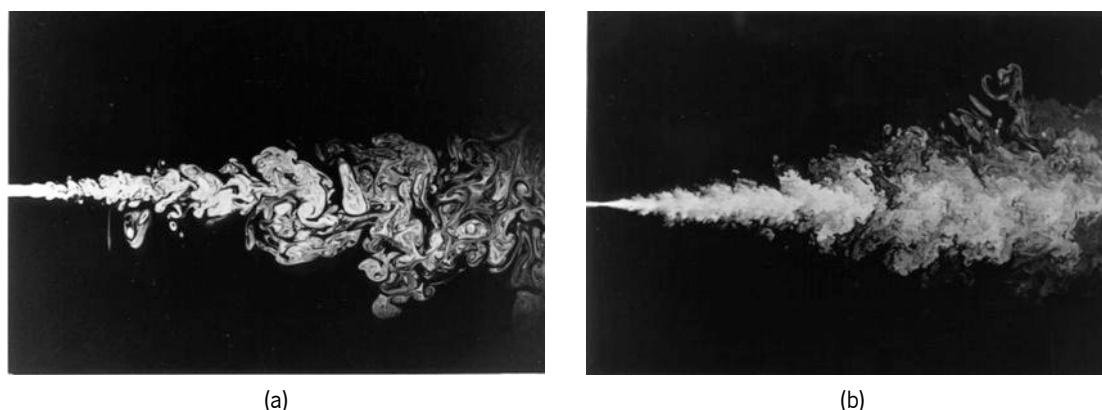


Figura 2.34 - Formação do jacto turbulento: (a) $Re \approx 2,5 \times 10^3$ ($0 < x/d < 35$) (b) $Re \approx 10^4$ ($0 < x/d < 200$)
(Reproduzido de Dimotakis, 1993)

Assim, partículas existentes no meio vizinho são transportadas pelo jacto aumentando, simultaneamente, o caudal mássico e a largura a jusante, ao passo que a velocidade diminui, conservando a quantidade de movimento linear total constante. Mais informação sobre jactos turbulentos pode ser encontrada nos trabalhos de Abramovich (1963), Hinze (1975), Schlichting (1979) e de Tennekes e Lumley (1972).

2.5.1. Constituição do jacto

2.5.1.1 Zona de Estabelecimento do Escoamento (ZFE)

O corpo do jacto divide-se em duas regiões principais: a zona de estabelecimento do escoamento (ZFE - *Zone of Flow Establishment*) e a zona de escoamento estabelecido (ZEF - *Zone of Established Flow*), tal como se pode observar na Figura 2.35. A zona de estabelecimento do escoamento, também designada por alguns autores como *Near Field*, começa na proximidade imediata à saída do jacto e apresenta características laminares e comprimento característico de $0 \leq x/D \leq 7$. A instabilidade inicial criada pelo jacto na sua origem, produzida pelas estruturas do escoamento na camada de corte (*shear layer* ou *mixing zone*), origina vórtices que se vão enrolando e, imediatamente, resultam num processo de mistura lateral que progride, quer para o interior quer para o exterior, com a distância ao injec-

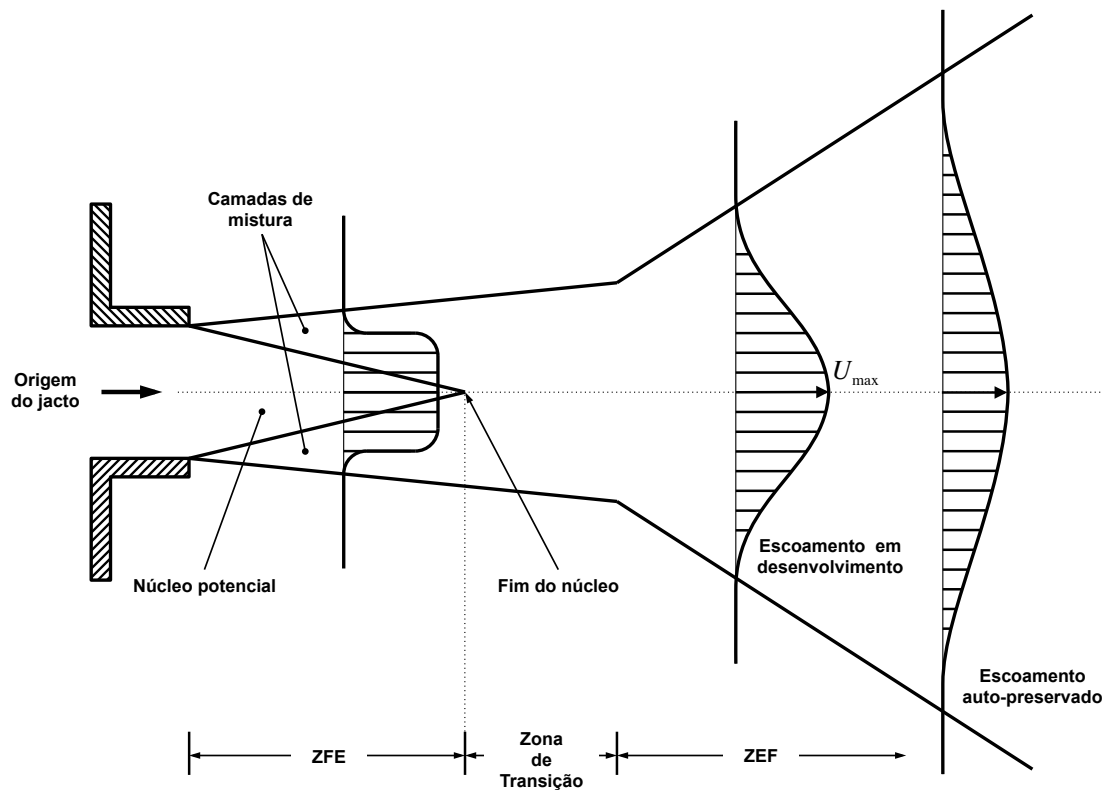


Figura 2.35 - Zonas do jacto turbulento (Adaptado de Rodko, 1997)

tor, tal como é visível na Figura 2.36. A ZFE é caracterizada pelo núcleo potencial de velocidade, no qual a velocidade se mantém constante, em todo o seu domínio, à velocidade de saída do jacto (Rodko, 1997) e apenas existe para jactos gerados por injectores, nos quais o perfil de velocidades inicial se assemelha ao de uma cartola (*top-hat*). A mistura lateral produz uma acção e reacção equilibradas, desacelerando o fluido do jacto à medida que o fluido vizinho é acelerado e/ou arrastado. Desta maneira, o núcleo de velocidade constante diminui na direcção radial, enquanto o caudal e a amplitude aumentam continuamente com a distância axial ao injector. Este mesmo núcleo é rodeado por uma região de mistura cuja evolução do tamanho é inversamente proporcional à do primeiro. Segundo Abramovich (1963), Albertson (1950), Crow e Champagne (1971) e Kuethe (1935) a distância entre o orifício de descarga e o fim do núcleo potencial é de cerca de 4 a 7 diâmetros. O limite desta zona inicial é alcançado quando a região de mistura atinge o eixo do jacto.

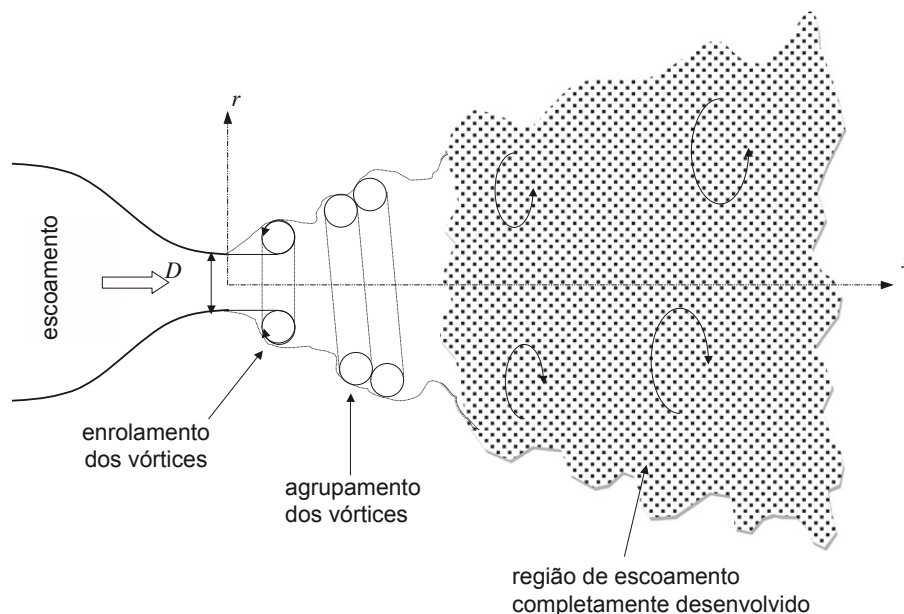


Figura 2.36 - Características do escoamento de jactos circulares (Adaptado de Ball et al., 2012)

2.5.1.2. Zona de Transição

Alguns investigadores admitem a existência de uma pequena região entre a ZFE e a ZEF, denominada de Zona de Transição. Nesta secção, situada entre $7 \leq x/D \leq 70$ (Ball et al., 2012), todo o jacto é uma região de mistura em que a velocidade axial diminui com a distância axial. Inicia-se no final do núcleo potencial, quando os perfis de velocidade atingem um estado de equilíbrio (*self-similarity*), no qual as condições iniciais de descarga do jacto não têm influência no escoamento do mesmo (Rodko, 1997). Ao longo desta região, a velocidade axial é inversamente proporcional à distância à origem do jacto. É também aqui que as estruturas turbulentas de elevado grau anisotrópico, formadas nos instantes imediatos à saída do jacto, evoluem e interagem, dependendo fortemente do número de Reynolds (Ball et al., 2012).

É ainda possível definir uma outra zona, intitulada *Near to Intermediate Field* (NIF), situada entre o injector e os 30 diâmetros (ou seja, desde o início da ZFE até cerca de metade da Zona de Transição) cujas condições a montante influenciam grandemente a transferência de calor, massa e quantidade de movimento. O controlo do desenvolvimento do escoamento nesta zona do jacto tem um impacto crucial na qualidade da mistura e ruído (Ball et al., 2012).

2.5.1.3. Zona do Escoamento Estabelecido (ZEF)

Distante do ponto de descarga do jacto ($x/D \geq 70$) existe uma região do jacto na qual o escoamento se encontra totalmente desenvolvido e em equilíbrio, iniciando-se a Zona do Escoamento Estabelecido (ZEF - *Zone of Established Flow*), também conhecida por *Far-Field Zone*. Ao longo desta região, a velocidade média em qualquer secção transversal e posição radial pode ser expressa em função da velocidade axial máxima (Rodko, 1997).

Esta região tem sido alvo de aprofundado estudo por vários investigadores (Wygnanski & Fiedler, 1969; Rodi, 1975; George, 1989; Dowling & Dimotakis, 1990; Panchapakesan & Lumley, 1993; Richards & Pitts, 1993; Hussein et al., 2006; Uddin & A. Pollard, 2007), embora não haja consenso sobre a existência da auto-similaridade. Enquanto Dowling e Dimotakis (1990), Richards e Pitts (1993) e Antonia e Zhao (2001) defendem a teoria da similaridade universal, George (1989) e Boersma et al. (1998) sustentam a ideia contrária de que a região de similaridade não é universal, mencionando a sua dependência das condições iniciais. Os primeiros mostraram que as condições iniciais têm um peso residual na região de similaridade. Por outras palavras, a taxa de crescimento de todos os jactos é universal e os campos escalares (*scalar fields*) normalizados de todos os jactos são idênticos, independentemente das condições iniciais. Por sua vez, os segundos descobriram que diferentes condições de descarga afectam as velocidades média e flutuante.

Apesar de não existirem certezas, tudo indica que, ao contrário do que antes se acreditava (Rodko, 1997), as condições iniciais do jacto têm influência sobre todo o escoamento (Ball et al., 2012; Mi et al., 2001) afectando, obviamente, a ZEF.

2.5.1.4. Origem Virtual

A jusante da descarga do jacto, na zona de similaridade, o escoamento do jacto pode ser tratado como um ponto de origem do movimento (*point source of momentum*) (Rodko, 1997). No entanto, no ponto exacto de descarga (origem do escoamento), o jacto apresenta já uma largura considerável, que depende do diâmetro do injector. Desta maneira, é intuitivo pensar que existe uma “origem”, cujo limite é um ponto e onde a largura do jacto tende para zero, antes do plano de saída do orifício, na qual a formação do jacto tem origem. A

localização desse ponto define-se como origem virtual. Dividindo a velocidade local, u , pela velocidade máxima do jacto na posição, U_m (que coincide com a velocidade axial), obtém-se uma velocidade adimensional, caracterizada por uma recta que é função da posição relativa do ponto na secção transversal do jacto e que, tendo em conta a linearidade da espessura e simetria axial do jacto pode ser expressa por (Nunes, 2003):

$$\frac{u}{U_m} = f\left(\frac{x}{y}\right) \quad (2.8)$$

Isto resulta num conjunto de rectas que intersectam um ponto a montante do plano de descarga do jacto, provando a existência de uma origem virtual, tal como se pode observar na Figura 2.37. No entanto, a localização deste ponto é motivo de grande controvérsia entre os diversos autores que estudaram a sua existência e localização. Por exemplo, Goldschmidt e Eskinazi (1966) e Kotsovinos (1975) defendem que a origem virtual se situa a montante do plano de descarga do jacto, enquanto Wygnanski e Fiedler (1969) e Hussein et al. (2006) defendem o oposto, acreditando que esta se situa numa posição mais a jusante do orifício.

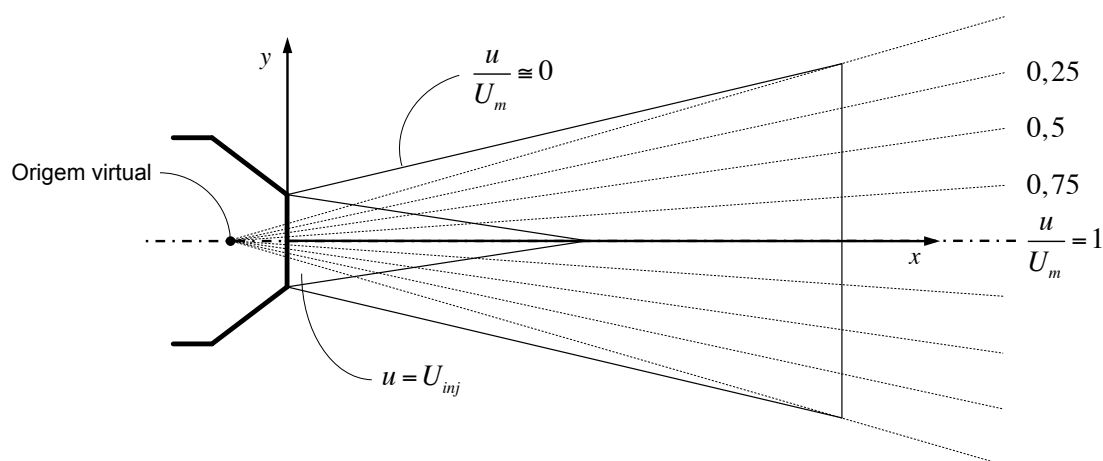


Figura 2.37 - Linhas de igual velocidade adimensional na zona principal de um jacto e origem virtual (Adaptado de Nunes, 2003)

2.5.2. Arrastamento (*Entrainment*)

Quando um fluido é descarregado sob a forma de jacto sobre um meio inicialmente em repouso, onde existe outro fluido (podendo este ser da mesma espécie ou não), dá-se o arrasto do fluido vizinho para o jacto, conservando a quantidade de movimento. Com o alargamento da camada de corte (*shear layer*), provocado pela difusão lateral e desaceleração, ocorre a aceleração do fluido circundante. A velocidade máxima encontrada no eixo do jacto induz uma depressão, responsável por fazer o fluido fluir para dentro do corpo deste (Rodko, 1997; Baukal Jr, 2003), aumentando o diâmetro do jacto. Este fenómeno, em que o fluxo radial centrípeto do fluido ambiente é arrastado para dentro do jacto, é geralmente designado por *entrainment* (Han & Mungal, 2001). A taxa de arrastamento controla a taxa da mistura do jacto com o fluido ambiente sendo, por isso, de grande interesse e importância no projecto de queimadores atmosféricos, especialmente os de pré-mistura. Este controlo sobre o ar arrastado por um jacto permite conceber queimadores capazes de misturar grandes quantidades de ar com o combustível, de forma a reduzir a temperatura de chama e, consequentemente, baixar as emissões de NO_x .

O arrastamento em jactos turbulentos tem sido alvo de vários estudos. Em meados do século passado, Taylor (1958) reconheceu, pela primeira vez, este fenómeno como *entrainment* e assumiu que o arrasto era proporcional à velocidade média máxima do jacto na posição. A investigação moderna do efeito do número de Reynolds em jactos circulares come-

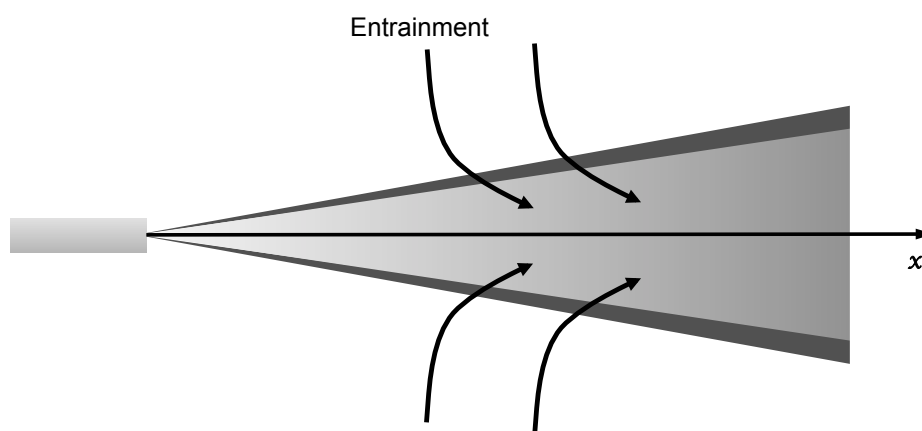


Figura 2.38 - Esquematização do fenómeno *entrainment* (arrastamento)

çou com Ricou e Spalding (1961). Estes projectaram e construíram uma câmara cilíndrica porosa para medir directamente a quantidade de fluido arrastado para o jacto livre. Com isto, conseguiram medir o arrastamento médio ao longo do comprimento da câmara, para números de Reynolds no intervalo $500 \leq Re_D \leq 80\,000$ e para a gama de comprimentos axiais $2,4 \leq x/D \leq 418$. Da medição de jactos não reactivos com diferentes massas volúmicas, obtiveram uma relação simples para o arrastamento, que pode ser expressa por:

$$\frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_0} = C_e \frac{x}{d^*} \quad (2.9)$$

onde \dot{m} é o caudal mássico do jacto, \dot{m}_0 é o caudal mássico do jacto inicial e x é a distância a jusante a partir da origem virtual. d^* é o diâmetro equivalente da origem, definido por

$$d^* = \frac{2\dot{m}_0}{(\pi\rho_\infty J_0)^{1/2}} \quad (2.10)$$

onde ρ_∞ é a massa volúmica do fluido ambiente e J_0 é o a quantidade de movimento inicial do jacto. C_e representa o coeficiente de arrasto, cujo valor para jactos livres é 0,32 (Han & Mungal 2001). Numa primeira abordagem, foi examinado o efeito do número Reynolds sobre o rácio de arrastamento (rácio entre o caudal à saída do orifício do injecto e o caudal da mistura, ou seja, \dot{m}_1 / \dot{m}_0) para o intervalo referido antes. Ricou e Spalding (1961) verificaram que este rácio era aproximadamente constante para números de Reynolds superiores a 25 000. Por sua vez, Hill (1972) utilizou o mesmo método de medição directa que os investigadores anteriores, mas determinou a taxa de arrastamento, C_{el} , em diferentes posições axiais utilizando uma câmara cilíndrica mais pequena que pudesse ser deslocada axialmente, tendo chegado à seguinte expressão

$$C_{el} = \frac{d^*}{\dot{m}_0} \frac{d\dot{m}}{dx} \quad (2.11)$$

Os resultados mostraram que a taxa de arrastamento local, que é independente do número de Reynolds à saída do orifício para valores de $Re_D > 60\,000$, é fortemente dependente da

distância axial. À distância de um diâmetro, a taxa de arrastamento é de apenas cerca de um terço da que ocorre na região do escoamento totalmente desenvolvido. Desta forma, Hill (1972) concluiu que a taxa de arrastamento aumenta (desde um valor muito baixo à saída do injector) com a distância axial à origem até atingir o valor de $C_{el} = 0,32$ a uma distância de cerca de treze diâmetros. No entanto, a influência de cada parâmetro (distância à origem, número de Reynolds, etc.) sobre a taxa de arrastamento não é completamente conhecida devido às dificuldades experimentais na sua determinação (Han & Mungal, 2001).

Uma outra abordagem, levada a cabo em 1972 por Beér e Chigier (1983), permite estimar a quantidade de fluido arrastado pelo jacto através da seguinte expressão:

$$\frac{\dot{m}_\infty}{\dot{m}_f} = 0,32 \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_f} \right)^{1/2} \left(\frac{x}{d} \right) \quad (2.12)$$

onde \dot{m}_∞ é o caudal mássico de fluido vizinho, \dot{m}_f é o caudal de combustível descarregado pelo injector, ρ_∞ e ρ_f as massas volúmicas do fluido vizinho e combustível, respectivamente, x é a distância ao orifício de descarga e d o diâmetro do mesmo. No entanto, esta equação é válida apenas para $x/d > 18$. Sabendo que a distância do injector ao ponto onde termina o arrasto do ar ambiente, no caso de um queimador de esquentador, é $5 \leq x \leq 10 \text{ mm}$ e que o diâmetro do injector varia entre $0,25 \leq d \leq 0,75 \text{ mm}$ e sabendo, ainda, que a configuração típica nestes casos é $x = 5 \text{ mm}$ e $d = 0,75 \text{ mm}$, rapidamente se conclui que, apesar da sua resposta expedita, são raros os casos em que se pode utilizar a equação (2.12) para determinar a quantidade de ar arrastado pelo jacto de combustível que penetra numa flauta de esquentador. Torna-se, assim, necessário abordagens mais complexas para resolver casos particulares como este. A Figura 2.39 mostra as linhas de tendência da influência da pressão do jacto descarregado pelo injector sobre a eficiência do arrasto do ar vizinho, para sistemas com tubo de venturi.

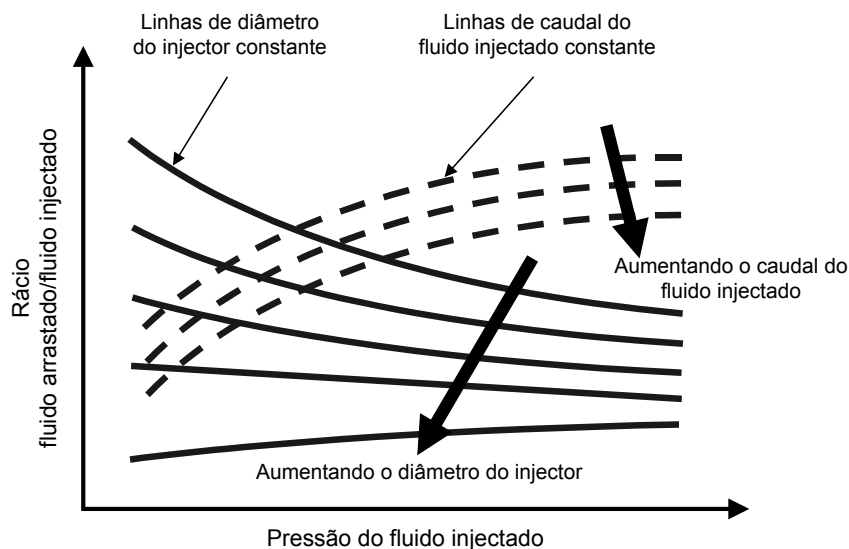


Figura 2.39 - Representação típica da influência da pressão do jacto sobre o arrasto do ar ambiente em função do diâmetro do injector e do caudal de fluido injectado (Adaptado de Baukal Jr, 2003)

Observando o gráfico da Figura 2.39, é possível concluir que:

1. Se a pressão do fluido injectado for constante, o aumento do diâmetro do orifício do injector diminui a eficiência do arrastamento do fluido ambiente, i.e., diminui a quantidade de fluido arrastado.
2. Se o caudal de fluido injectado for constante, o aumento da pressão do fluido injectado aumenta a eficiência do arrastamento de fluido ambiente.

2.5.3. Alargamento do jacto

O método clássico de determinação dos limites do jacto utiliza uma posição característica, denominada meio-raio (*half-radius*) $r_{1/2}$, tratando-se da posição radial na qual a velocidade é igual a metade da velocidade no eixo do jacto, na respectiva posição axial. É usada na definição de alargamento do jacto (*jet spreading*), bem como na determinação da equação geral dos perfis de velocidade (Rodko, 1997). A taxa média de alargamento do $r_{1/2}$, que cresce linearmente a jusante do núcleo potencial ($x/D \approx 15$) é expressa pela equação (Ball et al., 2012):

$$\frac{r_{1/2}}{D} = A \frac{x}{D} - B \quad (2.13)$$

As constantes (A e B) determinadas por alguns investigadores são apresentadas na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - Constantes de ajuste linear (ver equação (2.13)) (Adaptado de Ball et al., (2012))

Autores	Injector	A	B
Panchapakesan e Lumley (2006)	Contracção	0,096	
	Contracção	0,095	
Xu e Antonia (2002)	Tubo	0,086	
Fellouah e Pollard (2009)	Contracção	0,097	0,259

Na Figura 2.40 é possível visualizar algumas medições feitas ao crescimento do meio-raio do jacto com a distância à origem.

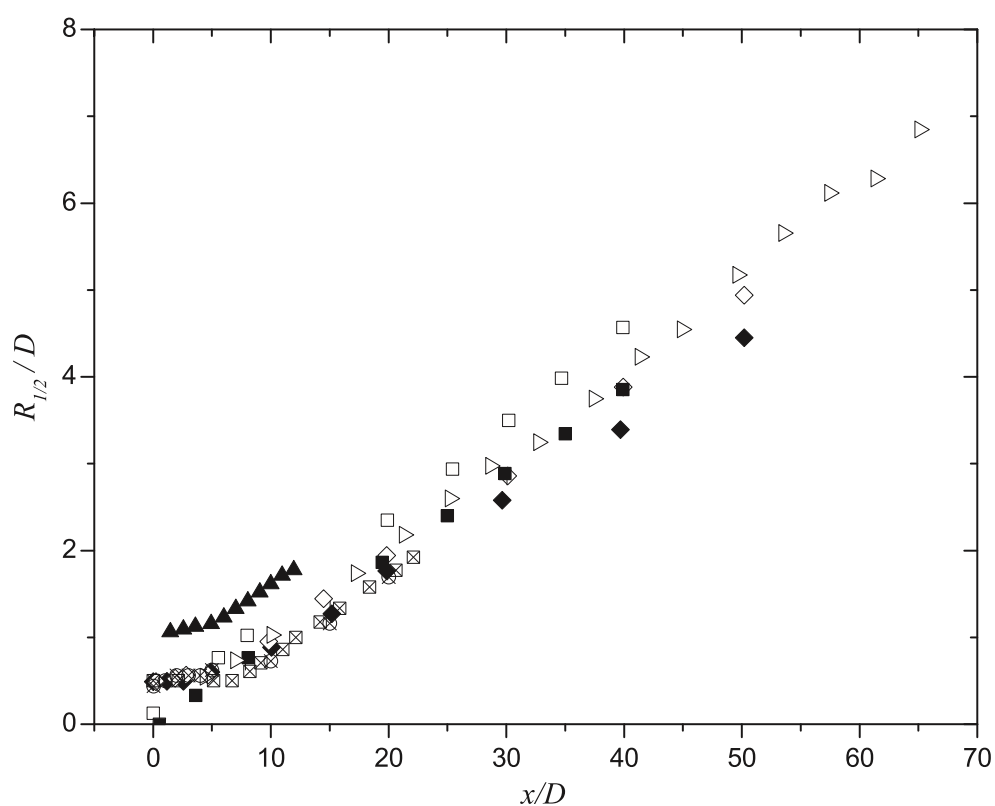


Figura 2.40 - Evolução do alargamento do jacto. Legenda: \boxtimes Quinn & Militzer (1989); $|$ Abdel-Rahman et al. (1997); \square Mi et al. (2001), contracção; \blacksquare Mi et al. (2001), tubo; \triangleright Mi et al. (2001), orifício; \diamond Xu e Antonia (2002), contracção; \blacklozenge Xu e Antonia (2002), tubo; \blacktriangle Iqbal e Thomas (2007); \otimes Fellouah e Pollard (2009). (Adaptado de Ball et al. (2012))

Observando o gráfico acima, rapidamente se deduz que os resultados de Iqbal e Thomas (2007) variam significativamente face aos obtidos pelos restantes investigadores. No entanto, não existem certezas quanto ao motivo destas discrepâncias (Ball et al., 2012).

2.6. Óxidos de Azoto (NO_x)

Os principais agentes poluentes a reduzir nos processos de combustão de pré-mistura são os óxidos de azoto (NO_x), o monóxido de carbono (CO), hidrocarbonetos não queimados e semi-queimados e a fuligem. Os óxidos de enxofre emitidos dependem fortemente no conteúdo em enxofre do combustível. Todavia, a maioria das combustões de pré-mistura utilizam combustíveis pobres em enxofre, pelo que as suas emissões de SO_x podem ser, praticamente, desprezadas (Turns, 2000).

Assim, o interesse na redução das emissões de óxidos de azoto deve-se, essencialmente, ao seu papel na poluição atmosférica, em particular na formação de nevoeiro fotoquímico e chuvas ácidas (devido ao ácido nítrico), embora a formação deste último se deva principalmente aos óxidos de enxofre. Segundo Law (2006), estima-se que cerca de 90% dos poluentes atmosféricos são gerados pela queima de combustíveis fósseis. Tipicamente, os produtos da combustão contêm óxido de azoto (NO) na ordem das centenas ou até milhares de partes por milhão (ppm) e dióxido de azoto (NO_2) na ordem das dezenas de ppm. Podem existir, também, óxido nitroso (N_2O). Deste modo, a compreensão básica dos mecanismos de formação dos poluentes deve ser o primeiro passo na concepção de estratégias racionais na redução de agentes poluentes. São eles (Coelho & Costa, 2012):

1. *Mecanismo térmico*: também conhecido como mecanismo de Zeldovich, dominante a altas temperaturas, numa vasta gama de razões de equivalência;
2. *Mecanismo imediato*: vulgarmente designado por mecanismo de Fenimore, em que o NO é formado mais rapidamente que o previsto pelo mecanismo térmico acima, no qual o azoto atmosférico co-reage com radicais do hidrocarboneto formando HCN e CN que conduzem à formação de NO. É especialmente importante para misturas ricas;

3. *Mecanismo com N_2O como intermédio*: o óxido nitroso desempenha um importante papel na produção de NO em chamas pobres de pré-mistura ($\phi < 0,8$) com baixas temperaturas.

Para além dos mecanismos referidos, existe um outro (dominante no caso de combustíveis como o fuelóleo e o carvão): o *mecanismo do combustível*, que contribui para a formação de NO aquando do uso de combustíveis que possuam azoto na sua composição, no qual o NO resulta da oxidação dos compostos de azoto presentes no combustível.

2.6.1. Mecanismo térmico

O mecanismo térmico baseia-se na formação de NO a partir da oxidação do azoto atmosférico, tornando-se significativo a temperaturas acima dos 1800 K, consistindo em três reacções:



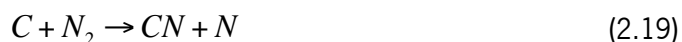
A taxa de controlo da reacção directa para este mecanismo é a (2.14), o que requer a quebra da ligação N_2 , exigindo uma elevada energia de activação e, como tal, a formação de NO é favorecida pelas altas temperaturas e fortemente dependente da concentração de O_2 e tempo de residência em zonas de elevadas temperaturas (Law, 2006; Coelho & Costa, 2012). Segundo Fenimore (1971), a taxa de reacção poder ser dada por :

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2k_{f1}[O][N_2] \quad (2.17)$$

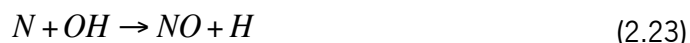
onde k_{f1} é a taxa de reacção directa. Isto é válido se a reacção de formação de NO é muito mais lenta que a reacção de combustão e se as concentrações forem bastante inferiores aos valores de equilíbrio.

2.6.2. Mecanismo imediato

O mecanismo imediato foi proposto quando se observou a formação significativa de NO na zona fria a montante de chamas de pré-mistura de hidrocarbonetos, onde a concentração de átomos de O é relativamente baixa. Foi igualmente observado que a formação de NO na frente de chama tende a aumentar com o enriquecimento, em combustível, da mistura não queimada. Isto levou Fenimore (1971) a propor que as reacções entre N_2 e os radicais de hidrocarbonetos são as responsáveis pela formação de NO na zona fria da chama (Law, 2006). O mecanismo pode então ser descrito por:



De acordo com Miller e Bowman (1989), a reacção que mais contribui para a formação de NO através do mecanismo imediato é a que ocorre entre o CH e o N_2 (2.18). Esta dá origem ao HCN que é convertido em NO através das seguintes reacções consecutivas:



Bowman (1992) afirma, ainda, que o mecanismo imediato tem um peso bastante considerável a baixas temperaturas podendo, nestes casos, contribuir fortemente para a emissão global de óxido de azoto. Uma vez que as concentrações de O e CH tendem a aumentar com a temperatura, a formação de NO imediato aumenta de igual maneira com a temperatura de chama (Law, 2006).

2.6.3. Mecanismo com N_2O como intermédio

A formação de NO a partir do óxido nitroso (N_2O) compreende a seguinte sequência de reacções (Law, 2006):



Uma vez que esta sequência requer o átomo de O e uma reacção de recombinação de três elementos (2.24), a formação é promovida pelo aumento da pressão e concentração de ar. Este é um mecanismo de especial destaque em chamas de pré-mistura pobres, cuja temperatura é, consequentemente, baixa (Turns, 2000).

2.6.4. Métodos de controlo das emissões de NO_x

Os métodos de controlo das emissões de NO_x por via da alteração do processo de combustão assentam, essencialmente, no controlo da temperatura e/ou da concentração de oxigénio disponível na zona de reacção de modo a minorar a formação de NO sem comprometer a eficiência e desempenho do sistema (Coelho & Costa, 2012). São diversas as

técnicas empregues para este fim, todavia apenas serão abordados os métodos mais comuns em flautas.

2.6.4.1. Recirculação dos produtos de combustão

Este métodos consiste em reconduzir parte dos gases de combustão (produtos da combustão) para a zona de reacção da chama. Graças a isto é possível reduzir a quantidade de oxigénio na zona primária e aumentar a capacidade térmica dos gases queimados para uma determinada quantidade de energia libertada, permitindo baixar a temperatura de chama. Torna-se, assim, particularmente adequado a sistemas onde o mecanismo de formação de *NO* é predominantemente térmico (Coelho & Costa, 2012).

2.6.4.2. Estagiamento do ar de combustão

O estagiamento do ar de combustão é uma técnica que se distingue pela introdução de ar de combustão em dois momento distintos (dois estágios). No primeiro estágio, é introduzida uma quantidade muito pequena de ar primário que é misturado com o combustível, mantendo a zona de combustão primária sob condições ricas. Uma vez que o ar fornecido até então é insuficiente para completar a combustão, é introduzido, a jusante do queimador, o restante ar necessário para completar a combustão, estabelecendo-se uma zona pobre, naquilo que se denomina de segundo estágio. O ar secundário permite, ainda, a oxidação do *CO* em *CO₂*. Este método de controlo das emissões de óxidos de azoto permite dividir a combustão em dois momentos reduzindo, em simultâneo, a temperatura de chama e concentração de *O₂* no primeiro estágio e completar a combustão em condições pobres e, por isso, a temperaturas relativamente baixas (Coelho & Costa, 2012). Resumindo, no primeiro estágio tira-se proveito da reduzida formação de *NO* sob condições ricas e no segundo estágio garante-se a combustão completa sob condições pobres, sendo a produção de *NO* igualmente reduzida.

2.6.4.3. *Pré-misturas pobres*

Outro método mais recente de redução de emissões de óxidos de azoto, com grande potencial, é o da combustão de pré-misturas pobres. A sua principal virtude é capacidade de suprimir fortemente a formação de NO através do mecanismo térmico, graças ao abaixamento da temperatura nas zonas de reacção da chama. Segundo estudos de Bowman (1992), este método pode restringir as emissões de NO_x a valores inferiores a 10 ppm, corrigidos para 3% de O₂ nos produtos de combustão, no caso de turbinas a gás, aplicação na qual esta técnica é amplamente utilizada. Porém, o calcanhar de Aquiles da combustão de pré-misturas pobres reside no aparecimento frequente de instabilidades no processo de combustão, podendo provocar elevadas flutuações de pressão que resultam na extinção da chama e emissões de CO (Coelho & Costa, 2012). Torna-se, assim, conveniente e comum a aplicação de chamas piloto em equipamentos baseados nesta tecnologia, de modo a tirar proveito dos seus benefícios e reduzir as instabilidades do sistema.

MODELAÇÃO MATEMÁTICA

São diversos os fenómenos inerentes à pré-mistura e queima da mistura de ar e combustível em queimadores de esquentador. Desde a velocidade de injeção do combustível à descarga da mistura nos orifício de chama, passando pelo arrasto de ar ambiente provocado pelo jacto de combustível descarregado pelo injector, são várias as etapas nas quais a mistura é formada até ser queimada. Trata-se de um processo sequencial dependente da geometria do queimador e cuja previsão de algumas variáveis de funcionamento (tais como a quantidade de ar arrastado, a massa volúmica da mistura ou a razão de equivalência) torna-se, na maioria das vezes, numa tarefa algo complexa, apesar de primordial na concepção e projecto de um queimador de gás de pré-mistura. Assim, um dos principais objectivos deste trabalho é a determinação, através de modelos matemáticos, da quantidade de ar arrastado por um jacto de combustível que penetra um queimador do tipo flauta.

Neste capítulo faz-se um estudo primário dos parâmetros de funcionamento para o caso de um esquentador doméstico, após o qual se apresentam dois modelos matemáticos que permitem a previsão do caudal de ar arrastado pelo fenómeno de *entrainment* provocado pela descarga do combustível.

3.1. Leis da conservação

Os princípios fundamentais da Mecânica dos Fluidos são as leis da conservação da massa, movimento e energia. Estes podem estar na forma integral, permitindo a sua aplicação a uma região, ou na forma diferencial, aplicável num ponto ou a uma partícula. As formas integrais são apresentadas em termos de evolução de um volume de controlo e os fluxos de massa, movimento e energia que atravessam a sua superfície de controlo. Por sua vez, as formas diferenciais são, geralmente, mais apropriadas para análises detalhadas quando se necessita de informação exacta de um determinado ponto em vez de uma aproximação ou quantidades integradas (Kundu et al., 2011).

3.1.1. Conservação da quantidade de movimento linear

A quantidade de movimento de uma partícula ou objecto é definida pelo produto da sua massa, m , pela velocidade, v :

$$\text{Quantidade de movimento} = m.v$$

O escoamento de um fluido possui movimento e, sempre que a velocidade do escoamento é alterada em grandeza ou direcção, existirá uma correspondente variação do movimento do fluido. Segundo a Segunda Lei de Newton, para que aconteça tal alteração é necessário que seja exercida uma força, F , quer por contacto entre o fluido e um corpo rígido, quer por acção de uma parte do escoamento sobre a outra. Por sua vez, o fluido exercerá uma força de igual magnitude e direcção oposta, produzindo a variação de velocidade (Douglas et al., 2005). Assim, se o volume de controlo possui apenas entradas e saídas unidimensionais (White, 2006):

$$\sum F = \frac{d}{dt} \left(\int_{vc} \rho V dv \right) + \sum (\dot{m}_i v_i)_{out} - \sum (\dot{m}_i v_i)_{in} \quad (3.1)$$

O somatório das forças exercidas sobre um volume de controlo é igual à soma da taxa de variação do movimento com a diferença entre o movimento dos fluxos de entrada e saída.

Para determinar a taxa de variação do movimento num escoamento, considere-se o volume de controlo $ABCD$ da Figura 3.1. Assumindo que o escoamento é estacionário e não uniforme, o caudal mássico que atravessa o volume de controlo pode ser expresso por (Douglas et al., 2005):

$$\rho_2 A_2 u_2 = \rho_1 A_1 u_1 = \dot{m} \quad (3.2)$$

De acordo com a Segunda Lei de Newton:

$$\sum F = \dot{m}(u_2 - u_1) = \dot{m}(u_{out} - u_{in}) \quad (3.3)$$

onde F é a força resultante que actua sobre o elemento $ABCD$ na direcção do escoamento.

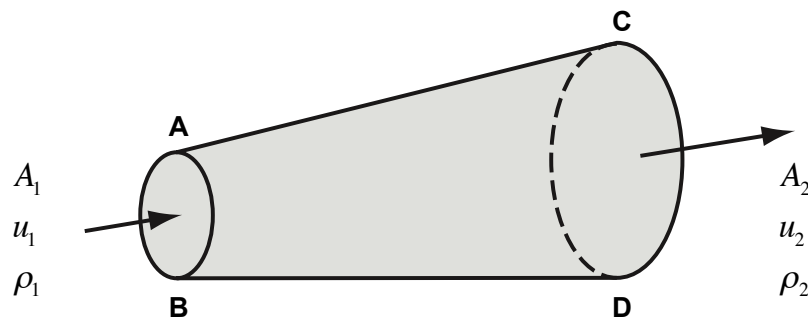


Figura 3.1 - Movimento de um fluido num volume de controlo (Adaptado de Douglas et al., 2005)

A equação (3.3) é baseada no pressuposto de que a velocidade é constante ao longo de qualquer secção. No entanto, quando um fluido escoar ao longo de uma fronteira sólida (uma tubagem, por exemplo), são desenvolvidas tensões de corte, pelo que a velocidade deixa de ser uniforme. No caso de uma tubagem, a velocidade varia de zero, junto às paredes, até

atingir o seu valor máximo ao centro. De modo a considerar a correcta distribuição de velocidades, deverá ser introduzido um factor de correcção do movimento, β :

$$\beta = \frac{1}{A} \int \left(\frac{u}{\langle u \rangle} \right)^2 dA \quad (3.4)$$

No caso de um escoamento laminar, $\beta = \frac{4}{3}$

Para um escoamento turbulento, a determinação de β requer alguns passos adicionais:

$$\beta = \frac{(1+m)^2 (2+m)^2}{2(1+2m)(2+2m)} \quad (3.5)$$

O rácio entre as velocidades média e máxima é:

$$\frac{\langle u \rangle}{U_{\max}} = X = \left(1 + 1,33\sqrt{f} \right)^{-1} \quad (3.6)$$

onde f , factor de atrito, é determinado iterativamente através de:

$$f^{-1/2} = 2,0 \log \left(\text{Re} \sqrt{f} \right) - 0,8 \quad (3.7)$$

Introduzindo o valor de f obtido pela equação (3.7) em (3.6), obtém-se um coeficiente m , dado por:

$$m = \frac{-3 \pm \sqrt{3^2 - 4 \left(2 - \frac{2}{X} \right)}}{2} \quad (3.8)$$

Substituindo o resultado de (3.8) em (3.5), obtém-se o factor de correcção β para o regime turbulento. Na Tabela 3.1 é apresentada a sua gama de valores.

Tabela 3.1 - Gama de valores do factor de correcção β para o regime turbulento (White, 1998)

REGIME TURBULENTO					
m	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{7}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{9}$
β	1,037	1,027	1,020	1,016	1,013

Devido ao facto destes valores serem muito próximos da unidade, é comum desprezar este factor. Todavia, a correcção do regime laminar mostra-se bastante pertinente.

3.1.2. Conservação da energia

A partir do princípio da conservação da energia, é possível desenvolver uma equação da energia para um escoamento contínuo. Aplicando o teorema do transporte de Reynolds à Primeira Lei da Termodinâmica, é possível descrever a energia contida num volume de controlo (White, 1998):

$$\frac{dQ}{dt} - \frac{dW}{dt} = \frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\int_{vc} e \rho dv \right) + \int_{sc} e \rho (\vec{V} \cdot \hat{n}) dA \quad (3.9)$$

onde Q é o calor fornecido ao sistema, W o trabalho realizado por este, E a energia e e a energia por unidade de massa. Assim, se ΔE for o aumento de energia do sistema, ΔQ a energia fornecida ao sistema e ΔW a energia que sai do sistema, o balanço de energia do sistema é dado por (Douglas et al., 2005):

$$\Delta E = \Delta Q - \Delta W \quad (3.10)$$

Um porção de fluido, como o da Figura 3.2, possui vários tipos de energia: energia interna, devido à actividade molecular do fluido que constitui a referida massa; energia cinética, devido à velocidade da massa do próprio fluido; e energia potencial, devido à altura acima da cota de referência. O escoamento de um fluido pode, ainda, gerar trabalho devido à

sua pressão. Em qualquer secção, a pressão gera uma força e, à medida que o fluido se move, esta secção desloca-se para a frente, realizando trabalho.

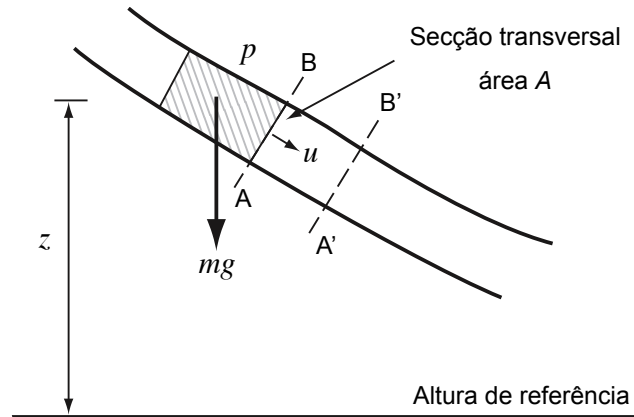


Figura 3.2 - Energia de um fluido em movimento (Adaptado de Douglas et al., 2005)

Deste modo, para um escoamento estacionário de um fluido invíscido e incompressível, é possível escrever uma equação que representa o balanço energético entre dois pontos de uma forma simplificada. Trata-se da equação de Bernoulli:

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 = \frac{p_2}{\rho} + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 \quad (3.11)$$

É possível, ainda, ter em conta a existência de perdas de carga distribuídas e localizadas devido ao atrito, h_f , entre os pontos 1 e 2 e adicioná-las ao balanço energético. Deste modo, reescrevendo a equação (3.11) fica (White, 1998):

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 = \frac{p_2}{\rho} + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 + h_f \quad (3.12)$$

Porém, na maioria dos casos, o escoamento nas secções de entrada ou saída, não é estritamente unidimensional. A velocidade varia ao longo da secção transversal. Uma vez que a equação de Bernoulli foi derivada assumindo um perfil de velocidades uniforme, é necessário introduzir, tal como na equação da conservação do movimento, um factor de correcção adimensional, denominado factor de correcção da energia cinética, α :

$$\alpha = \frac{1}{A} \int \left(\frac{u}{\langle u \rangle} \right)^3 dA \quad (3.13)$$

sendo $\alpha = 2,0$ para um escoamento laminar.

Para o regime turbulento, a determinação do coeficiente m é em tudo semelhante ao atrás detalhado para o factor β , pelo que:

$$\alpha = \frac{(1+m)^3 (2+m)^3}{4(1+3m)(2+3m)} \quad (3.14)$$

A Tabela 3.2 resume alguns dos valores de α para escoamentos turbulentos.

Tabela 3.2 - Gama de valores do factor de correcção α para o regime turbulento (White, 1998)

REGIME TURBULENTO					
m	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{7}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{9}$
α	1,106	1,077	1,058	1,046	1,037

Os valores diferem ligeiramente da unidade e são, muitas vezes, desprezados em escoamentos turbulentos. No entanto, para escoamentos laminares, o factor de correcção da energia cinética nunca deve ser desprezado.

3.2. Arrasto de ar por um jacto

Tal como foi visto no Capítulo 2, um jacto que emerge de um orifício de descarga para um meio em repouso arrasta, consigo, o fluido vizinho existente no meio em que é descarregado. Nesta secção são apresentadas algumas abordagens para a determinação da quantidade de ar arrastado por um jacto.

No seu trabalho, Schlichting (1979) apresenta uma solução que descreve o comportamento de um jacto livre circular (devido à geometria do injector) turbulento que, ao ser descarregado a alta velocidade, arrasta (por difusão molecular) o ar ambiente inicialmente em repouso, aumentando o caudal a jusante. O jacto alarga, mas a velocidade diminui, mantendo a quantidade de movimento linear constante.

O sistema de coordenadas adoptado tem o eixo dos xx (abscissas) coincidente com o eixo de simetria do jacto e a distância radial no eixo dos yy (ordenadas), tal como representado na Figura 3.3. As componentes axial e radial da velocidade são representadas pela notação U_x e U_y , respectivamente.

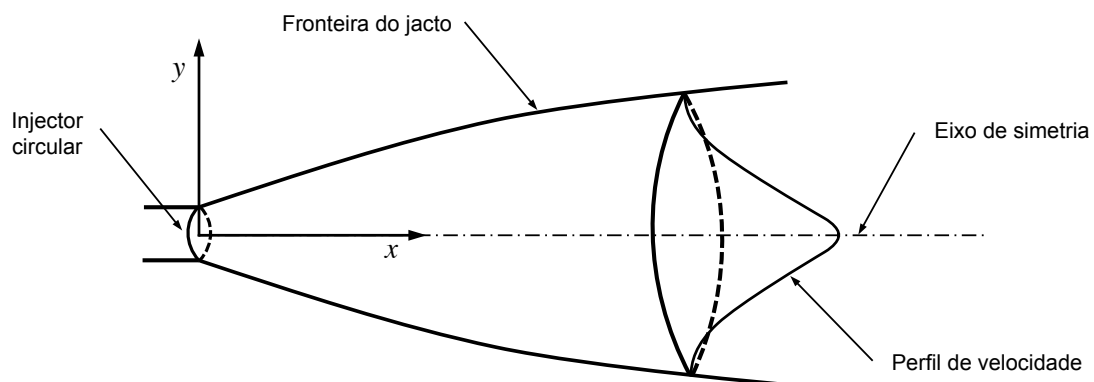


Figura 3.3 - Jacto livre circular (Adaptado de Kanury, 1994)

A quantidade de movimento linear do jacto, J , é dada por:

$$J = \dot{m}_{inj} U_{inj} \quad (3.15)$$

Introduzindo o momento cinemático, K , como medida da força do jacto:

$$K = \frac{J}{\rho_{fuel}} \quad (3.16)$$

Segundo Schlichting (1979), devido a natureza turbulenta do escoamento, a distribuição de velocidades é idêntica à do caso laminar, sendo apenas necessário substituir a viscosidade cinemática do combustível pela viscosidade cinemática virtual, ε_0 , dada por:

$$\varepsilon_0 = 0,0161\sqrt{K} \quad (3.17)$$

A relação entre a largura e o comprimento do jacto e dado pelo factor, η :

$$\eta = \frac{1}{4} \sqrt{\left(\frac{3}{\pi}\right)} \frac{\sqrt{K}}{\varepsilon_0} \frac{y}{x} \quad (3.18)$$

a distribuição de velocidades é, então:

$$U_x = \frac{3}{8\pi} \frac{K}{\varepsilon_0 x} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{4}\eta^2\right)^2} \quad (3.19)$$

$$U_y = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\sqrt{K}}{x} \frac{\eta - \frac{1}{4}\eta^3}{\left(1 + \frac{1}{4}\eta^2\right)^2} \quad (3.20)$$

O mesmo autor propõe uma solução na qual o caudal volúmico do fluido arrastado (\dot{V}_{ar}) por um jacto deste tipo, a uma distância x do orifício, pode ser calculado por:

$$\dot{V}_{ar} = 0,404\sqrt{Kx} \quad (3.21)$$

Observando com atenção a equação (3.21), verifica-se que a quantidade de ar arrastado é directamente proporcional à distância a jusante do orifício e dependente da quantidade de movimento linear e massa volúmica do fluido arrastador.

Outra abordagem pode ser feita, de modo a obter o caudal volúmico de ar arrastado, a partir da integração das velocidades axiais segundo a regra dos trapézios. Esta regra (equação (3.22)) deriva da fórmula de Newton-Cotes e consiste em aproximar o valor de uma função contínua $f(x)$ no intervalo $[a,b]$ por uma função de primeira ordem. Ou seja, geometricamente, é o equivalente a aproximar uma curva a uma recta, tal como se pode observar na Figura 3.4. Assim, a área da região definida pela função $f(x)$ que é dada pelo integral da mesma, é então aproximada à área do trapézio (Polyanin & Manzhirov, 2007), cujo cálculo da área é bastante mais simples.

$$\int_a^b f(x)dx \approx (b-a) \frac{f(a)+f(b)}{2} \quad (3.22)$$

Aplicando a regra dos trapézios às velocidades axiais do jacto a uma determinada distância a jusante da descarga, x , e sendo $\Delta y = [(y+i) - y]$, vem:

$$\int_y^{y+i} U_x(y)dx = \frac{U_x(y)+U_x(y+i)}{2} \times \Delta y \quad (3.23)$$

onde i define o intervalo entre o qual é feita a integração. Multiplicando o resultado obtido pela equação (3.23) pelo perímetro da ordenada y , obtém-se o caudal de um anel (\dot{V}_{anel}) compreendido entre y e $y+i$:

$$\dot{V}_{anel} = \frac{U_x(y)+U_x(y+i)}{2} \times \Delta y \times 2\pi y \quad (3.24)$$

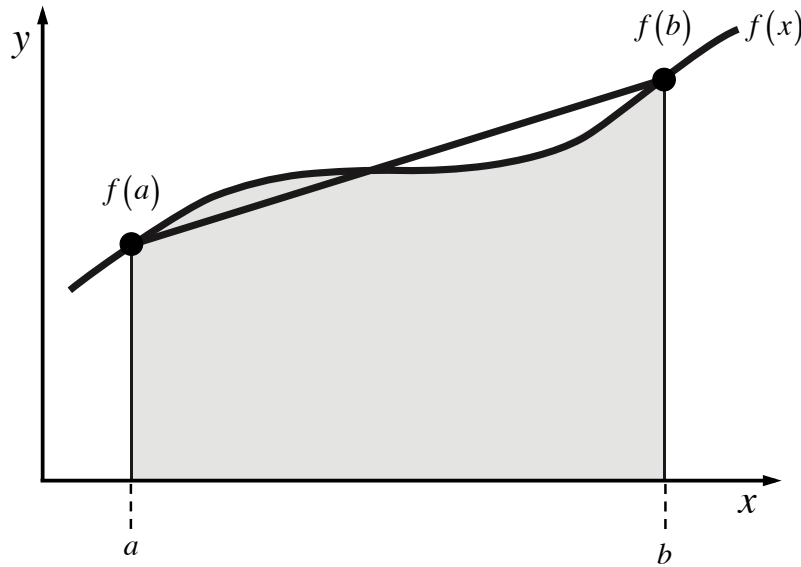


Figura 3.4 - Regra dos trapézios (Adaptado de Polyanin & Manzhirov, 2007)

O somatório dos caudais fornecidos por cada anel resulta no caudal volúmico total (combustível + ar) que atravessa a secção transversal do jacto, \dot{V}_{total} , nessa mesma posição a jusante:

$$\dot{V}_{total} = \sum \dot{V}_{anel} \quad (3.25)$$

através da diferença entre o caudal volúmico total e o caudal volúmico do combustível fornecido pelo injector, \dot{V}_{fuel} , é possível obter o caudal de ar arrastado pelo jacto, \dot{V}_{ar} , na posição x .

$$\dot{V}_{ar} = \dot{V}_{total} - \dot{V}_{fuel} \quad (3.26)$$

A precisão deste modelo depende do tamanho do intervalo de integração escolhido, i.e., quanto menor for o intervalo, mais preciso é o valor do caudal determinado.

3.3. Determinação do rácio ar/combustível de um queimador do tipo flauta

Devido à geometria algo complexa dos queimadores do tipo flauta, facilmente se percebe que aproximar o fenómeno de injeção de combustível que ocorre nestes dispositivos a um jacto livre é uma abordagem grosseira para determinar o rácio ar/combustível, uma vez que não contempla qualquer tipo de influência da geometria do queimador que, é sabido, ter grande influência (ver secção 2.4).

Assim, surge a necessidade de abordar esta questão de uma maneira mais profunda e realista recorrendo, para isso, à manipulação das equações da conservação da energia e do movimento entre pontos estratégicos do queimador, incluindo factores como perdas de carga e coeficientes de correcção, de modo a obter aproximações realísticas, permitindo fazer previsões quanto à razão de equivalência mediante alguns parâmetros de entrada.

3.3.1. Flauta convencional

Com o intuito de se obter uma aproximação mais correcta da quantidade de ar presente na mistura, fez-se uma abordagem à flauta convencional da Figura 2.21, de modo a tentar caracterizar matematicamente os fenómenos físicos que ocorrem e afectam a razão de equivalência.

Em primeiro lugar, é necessário dividir todo o percurso que o combustível e o ar (que posteriormente formam apenas uma mistura) percorrem desde a saída do injector até à saída dos orifícios de chama, na cabeça da flauta. Deste modo, seccionou-se a flauta convencional em pontos de controlo estratégicos, tal como se pode ver na Figura 3.5.

O primeiro volume de controlo é definido entre os pontos 1 e 2, ou seja, entre o ponto imediatamente à saída do injector e a garganta do venturi, na admissão da flauta. Aplicando a equação da conservação do movimento:

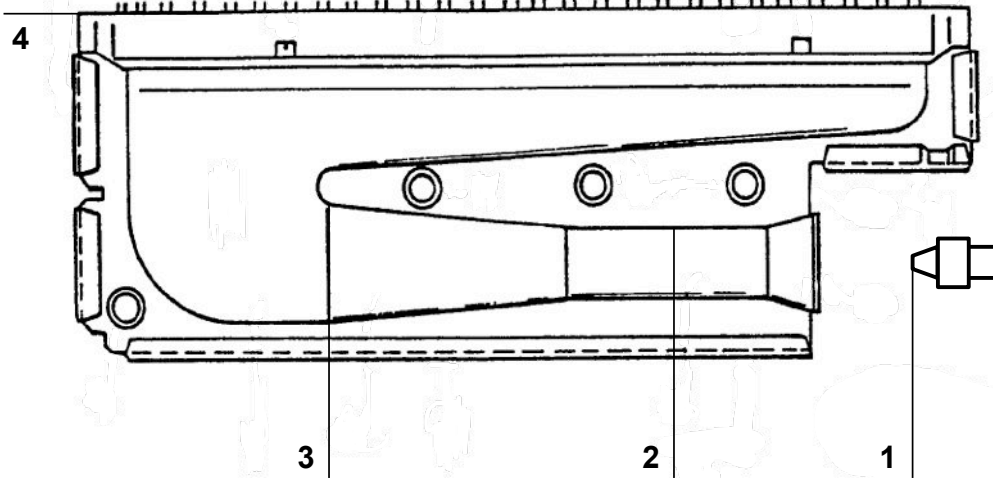


Figura 3.5 - Pontos de controlo de uma flauta convencional (Adaptado de Seebauer, 1981)

$$(p_2 - p_0)A_2 = -(\dot{m}_{mix}\beta V_2 - \dot{m}_{fuel}V_{inj}) \quad (3.27)$$

onde p_0 é a pressão atmosférica no ponto 1, p_2 é a pressão da mistura na garganta do venturi, V_{inj} a velocidade de injeção do combustível, V_2 a velocidade da mistura na garganta, β o factor de correcção do movimento e \dot{m}_{mix} e \dot{m}_{fuel} o caudal mássico da mistura ar-combustível e do combustível, respectivamente.

Os restantes volumes de controlo foram estudados através de balanços energéticos, aplicando a equação de Bernoulli. O segundo volume de controlo (ponto 2 a 3) foi escolhido com o objectivo de estudar a interferência do difusor (expansão) do venturi, ficando:

$$\frac{(p_2 - p_3)}{\rho_{mix}} = h_{23} - \frac{\alpha}{2}(V_2^2 - V_3^2) \quad (3.28)$$

onde p_3 é a pressão no ponto 3, V_3 a velocidade no mesmo ponto, α o factor de correcção da energia cinética, ρ_{mix} a massa volúmica da mistura ar-combustível e h_{23} as perdas de carga entre os referidos pontos. Por sua vez, o volume de controlo entre 3 e 4 permite analisar as contracções e expansões sucessivas que existem entre o fim do difusor e os orifícios de chama:

$$\frac{(p_3 - p_4)}{\rho_{mix}} = h_{34} - \frac{\alpha}{2}(V_3^2 - V_4^2) \quad (3.29)$$

Tal como anteriormente, p_4 e V_4 são, respectivamente, a pressão e a velocidade no ponto 4 e h_{34} as perdas de carga das contracções-expansões deste segmento da flauta. Por fim, o último volume de controlo, escolhido entre a descarga dos orifícios de chama e a atmosfera, permite avaliar a perda de carga dos orifícios de chama:

$$\frac{(p_4 - p_0)}{\rho_{mix}} = h_{40} - \frac{\alpha}{2} V_4^2 \quad (3.30)$$

sendo h_{34} a perda de carga produzida pelos orifícios de chama.

Se i for o ponto em estudo, a velocidade da mistura nesse ponto pode ser definida por:

$$V_i = \frac{\dot{m}_{mix}}{\rho_{mix} A_i} \quad (3.31)$$

O caudal volúmico da mistura (em qualquer ponto), \dot{m}_{mix} , é a soma do caudal de combustível injectado com o ar arrastado pelo jacto:

$$\dot{m}_{mix} = \dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel} \quad (3.32)$$

A massa volúmica, uma vez que as quantidades relativas de ar e combustível são desconhecidas, é dada pela expressão:

$$\rho_{mix} = \left(\frac{\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}} \right) \quad (3.33)$$

Manipulando as equações (3.27) a (3.30) e substituindo nas mesmas V , \dot{m}_{mix} e ρ_{mix} pelas equações (3.31) a (3.33), obtém-se:

$$\frac{\dot{m}_{fuel} \cdot V_{inj}}{A_2} - \frac{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})}{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})} (h_{23} + h_{34} + h_{40}) = \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^3}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})} \left(\frac{\beta}{A_2^2} - \frac{\alpha}{2A_2^2} \right) \quad (3.34)$$

Resolvendo em ordem a \dot{m}_{ar} :

$$\dot{m}_{ar} = \left[\frac{\left(\frac{\dot{m}_{fuel} \cdot V_{inj}}{A_2} + \frac{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})}{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})} (h_{23} + h_{34} + h_{40}) \right) (\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})}{\left(\frac{\beta}{A_2^2} - \frac{\alpha}{2A_2^2} \right)} \right]^{1/3} - \dot{m}_{fuel} \quad (3.35)$$

Obtém-se a equação que dá o caudal de ar arrastado pelo jacto. No entanto, não é possível obter uma solução matemática para a equação (3.35), pelo que é necessário recorrer a métodos numéricos iterativos de forma a obter um valor para \dot{m}_{ar} .

As perdas de carga associadas ao volume 2-3 representam o efeito do venturi, sendo assumidas como uma expansão gradual, sendo:

$$h_{23} = K_{exp} \frac{V_2^2}{2g} \quad (3.36)$$

onde o coeficiente de perda localizada K_{exp} é dado por:

$$K_{exp} = \left(1 - \frac{d_{1exp}^4}{d_{2exp}^4} - cp \right) \quad (3.37)$$

onde d_{1exp} e d_{2exp} são os diâmetros menor e maior da expansão do venturi, respectivamente.

O coeficiente de recuperação de pressão do referido difusor, cp , é:

$$cp = \alpha \left(\frac{A_{1exp}^2}{A_{2exp}^2} - 1 \right) \quad (3.38)$$

onde A_{1exp} e A_{2exp} são as áreas correspondentes à secção menor e maior da expansão.

Substituindo:

$$h_{23} = \left(1 - \frac{d_{1\text{exp}}^4}{d_{2\text{exp}}^4} - cp \right) \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_2^2 2g} \quad (3.39)$$

As perdas de carga entre 3 e 4, h_{34} , contemplam as contracções e expansões súbitas das várias secções da câmara de mistura:

$$h_{34} = K_{CS} \frac{V_{CS}^2}{2g} + K_{ES} \frac{V_{ES}^2}{2g} \quad (3.40)$$

Os respectivos coeficientes de perda de carga K_{CS} (contracção) e K_{ES} (expansão) são expressos por:

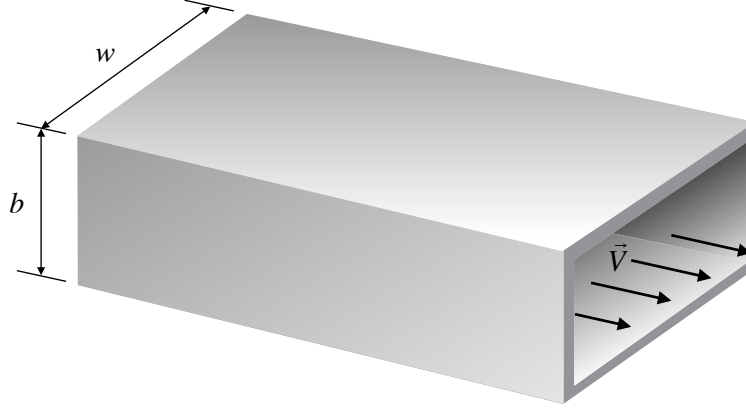
$$K_{CS} = 0,42 \left(1 - \frac{d_{1CS}^2}{d_{2CS}^2} \right) \quad (3.41)$$

$$K_{ES} = \left(1 - \frac{d_{1ES}^2}{d_{2ES}^2} \right)^2 \quad (3.42)$$

Mais uma vez, d_{1CS} , d_{2CS} , d_{1ES} e d_{2ES} representam os diâmetros menores e maiores da contracção e expansão localizadas no topo da flauta, imediatamente antes dos orifícios de chama. Uma vez que a secção destas condutas não é perfeitamente circular, é pertinente aproximar estes diâmetros, bem como $d_{1\text{exp}}$ e $d_{2\text{exp}}$ ao diâmetro hidráulico, D_h equivalente, utilizado em condutas rectangulares como a da Figura 3.6:

$$D_h = \frac{4A}{P_{molhado}} = \frac{4(w \times b)}{2(w + b)} \quad (3.43)$$

Onde A é a área da secção transversal e $P_{molhado}$ o perímetro molhado.

**Figura 3.6** - Escoamento através de uma conduta rectangular

Substituindo:

$$h_{34} = \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 \cdot 2g} \times \left(\frac{k_{CS}}{A_{CS}^2} + \frac{k_{ES}}{A_{ES}^2} \right) \quad (3.44)$$

onde A_{CS} e A_{ES} são as áreas da contracção (área maior) e expansão (área menor) da secção superior da flauta.

Finalmente, a perda de carga relativa à descarga da mistura ar-combustível através dos orifícios de chama, h_{40} , é dada por:

$$h_{40} = K \frac{V_4^2}{2g} \quad (3.45)$$

A descarga dos orifícios de chama para a atmosfera pode ser vista como uma expansão súbita, cuja razão de diâmetros $d/D \approx 0$ (diâmetro dos orifícios é muito pequeno se comparado com a atmosfera), pelo que $K = 1$. Assim:

$$h_{40} = \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{OC}^2 \cdot N_{OC}^2 \cdot 2g} \quad (3.46)$$

onde A_{OC} é a área obtida a partir do diâmetro hidráulico dos orifícios de chama e N_{OC} o número de orifícios de chama, uma vez que apenas deve contar para a perda de carga o caudal que atravessa cada um dos orifícios.

3.3.2. Flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto

Tal como o título indica, um dos objectivos central deste trabalho é o estudo do elemento de um queimador de chama pobre com estabilização por chama piloto. Assim, à semelhança do que anteriormente foi feito para a flauta convencional, procedeu-se à modelação matemática dos fenómenos físicos a que o escoamento da mistura ar-combustível está sujeito numa flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto, como a da Figura 2.24.

Esta flauta tem, ao contrário da flauta convencional, não uma, mas duas admissões (orifícios de entrada) de mistura. O orifício principal, situado na zona inferior, é responsável pela admissão de uma mistura pobre que dá origem às chamas principais (na zona central da cabeça da flauta). Por sua vez, é através do orifício secundário (situado acima do principal) que a mistura rica entra na flauta, estabilizando e sustentando a chama principal. Por isto, fez-se a modelação matemática de cada escoamento separadamente. Na realidade, esta flauta não é um queimador atmosférico, recorrendo à pressurização do oxidante para obter os coeficientes de excesso de ar pretendidos. Nestes casos existem dois tipos de mecanismos responsáveis pela adição de ar à pré-mistura: o arrastamento (*entrainment*) de ar ambiente pelo jacto de combustível; e o ar adicionado à pré-mistura por insuflação forçada. Uma vez que a modelação do mecanismo de pressurização é relativamente simples, este trabalho apenas se focou na modelação do ar arrastado pelo jacto.

3.3.2.1. Orifício Principal

Olhando atentamente para o percurso principal desta flauta, é possível observar bastantes semelhanças com o da flauta convencional, pelo que os pontos escolhidos para definir os volumes de controlo são os mesmos, tal como mostra a Figura 3.7.

A principal diferença reside nas perdas de carga existentes em cada secção. Por isto, as equações que regem o escoamento da mistura são as mesmas que as definidas para o modelo convencional, i.e., equações (3.27) a (3.35).

Mais uma vez, a perda de carga entre os pontos 2 e 3 deve-se principalmente à expansão ocorrida no difusor do venturi, pelo que a mesma pode ser descrita pela equação (3.39). Já as perdas de carga entre os pontos 3 e 4 são um pouco diferentes. Neste caso, temos quatro tipos de perda de carga em série diferentes: um cotovelo a aproximadamente 90° (imediatamente após o difusor do venturi), uma contracção súbita seguida de uma expansão e, finalmente, uma perda de carga distribuída nas pequenas condutas que terminam nos orifícios de chama, tal como se pode ver na Figura 3.8.

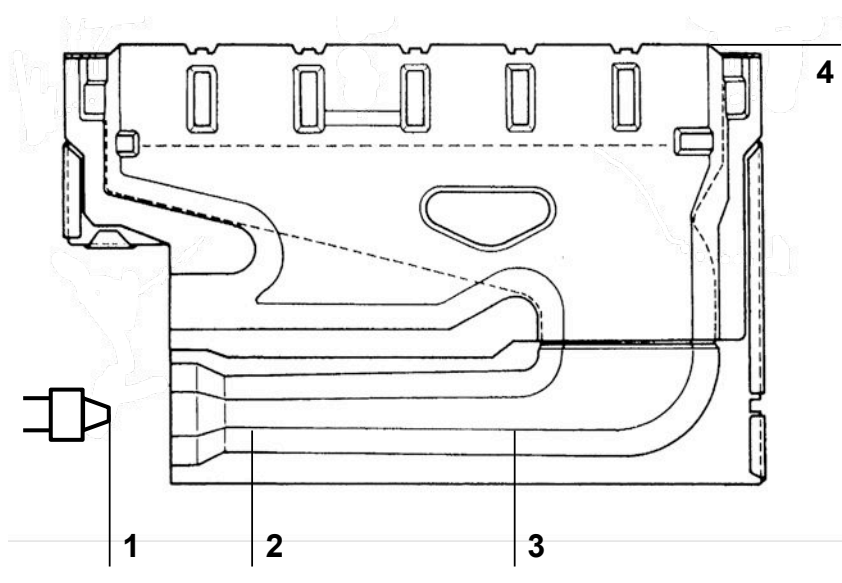


Figura 3.7 - Pontos de controlo do percurso principal de uma flauta com ancoramento de chama por chama piloto (Adaptado de Nakaura et al., 1997)

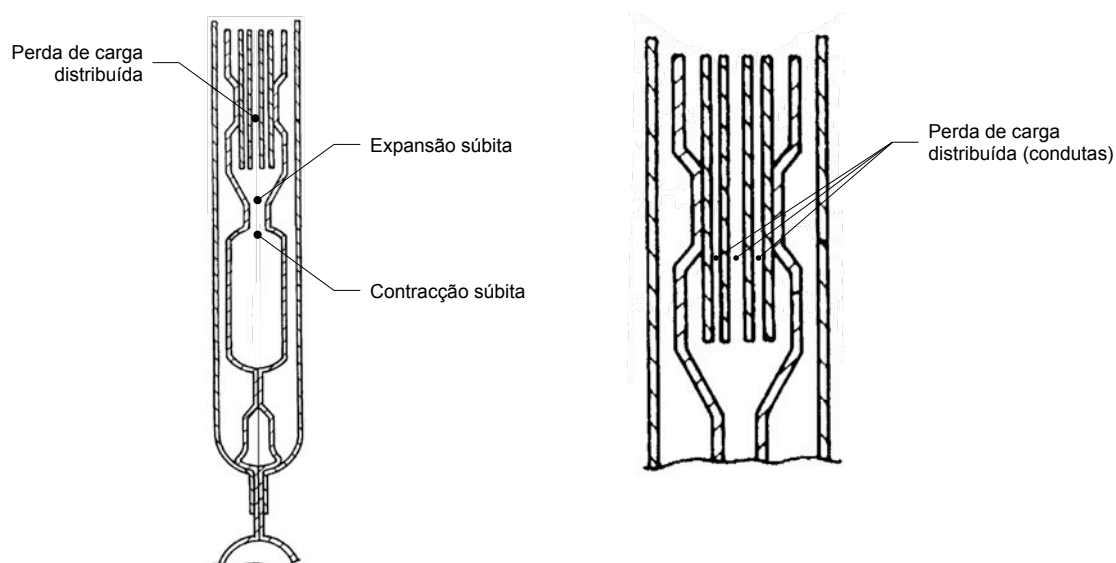


Figura 3.8 - Perdas de carga distribuídas e associadas a contracções/expansões no volume de controlo 3-4 (Adaptado de Nakaura et al., 1997)

As perdas de carga entre 3 e 4 podem então ser expressas por:

$$h_{34} = K_{CV} \frac{V_{CV}^2}{2g} + K_{CS} \frac{V_{CS}^2}{2g} + K_{ES} \frac{V_{ES}^2}{2g} + h_{PD} \quad (3.47)$$

onde K_{CV} é o coeficiente de perda de carga devido ao cotovelo, V_{CV} a velocidade no cotovelo e h_{PD} a perda de carga distribuída associada às condutas dos orifícios de chama. Os coeficientes de perda de carga devido à contracção (K_{CS}) e expansão (K_{ES}) são determinados pelas equações (3.41) e (3.42).

O coeficiente K_{CV} pode ser obtido por (Granger 1995):

$$K_{CV} = 0,13 + 1,83 \left(\frac{r}{a} \right)^{3,5} \quad (3.48)$$

sendo r o raio da tubagem e a o raio de curvatura, tal como exemplificado na Figura 3.9. Na Tabela 3.3 são apresentados alguns valores típicos de K_{CV} .

Tabela 3.3 - Valores típicos de K_{CV} (Granger, 1995)

r/a	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
K_{CV}	0,131	0,138	0,158	0,206	0,294	0,440	0,661	0,977	1,408	1,978

Assumindo que o escoamento é laminar, a perda de carga distribuída nas condutas, h_{PD} , é:

$$h_{PD} = f_{lam} \frac{L_{PD}}{D_h} \frac{V^2}{2g} \quad (3.49)$$

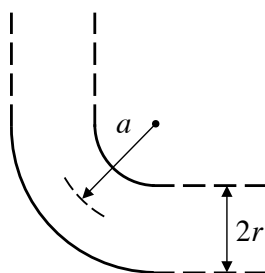


Figura 3.9 - Coeficiente de perda de carga para um cotovelo (90°)

sendo L_{PD} o comprimento da conduta. f_{lam} é dado por:

$$f_{lam} = \frac{96}{Re_{Dh}} \quad (3.50)$$

e Re_{Dh} por:

$$Re_{Dh} = \frac{V \cdot D_h}{\nu} \quad (3.51)$$

onde ν é a viscosidade cinemática.

Manipulando, vem:

$$h_{PD} = \frac{96 L_{PD} \nu \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^2}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}) N_{OCP} A_{OC}} \right)}{\left(\frac{4 \times A_{OC}}{P_{OC}} \right)^2 2g} \quad (3.52)$$

Deve ser dada atenção à correcta divisão do caudal por cada conduta. É por isto que o termo N_{OCP} aparece na equação: como o número de condutas é igual ao número de orifícios de chama principais, o caudal deverá ser dividido pelo número de orifícios de chama principais existentes.

Substituindo (3.52) em (3.47), obtém-se a perda de carga entre 3 e 4:

$$h_{34} = \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})^2 \cdot 2g} \right) \left(\frac{k_{CS}}{A_{CS}^2} + \frac{k_{ES}}{A_{ES}^2} + \frac{k_{CC}}{A_{CC}^2} + \frac{k_{CV}}{A_{CV}^2} \right) + \frac{96 L_{PD} \nu \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^2}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}) \times N_{OCP} \times A_{OC}} \right)}{\left(\frac{4 A_{OC}}{P_{OC}} \right)^2 2g} \quad (3.53)$$

Por fim, a perda de carga nos orifícios de chama é também determinada da mesma maneira que no primeiro modelo, tratando-se igualmente de uma expansão cuja razão entre o diâmetro dos orifícios e a atmosfera tende para zero, fazendo com que o coeficiente de perda de carga $K_{OC} = 1$. Então:

$$h_{40} = K_{OC} \left[\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{OCP}^2 N_{OCP}^2 2g} \right] \quad (3.54)$$

Tal como acontece na flauta convencional, também neste caso o caudal de ar arrastado, \dot{m}_{ar} , é determinado iterativamente.

3.3.2.2. Orifício secundário

Tal como já foi referido, este queimador possui duas entradas. Estudado em pormenor o orifício principal, passou-se à análise do orifício responsável pela admissão da mistura rica. Mais uma vez iniciou-se pela segmentação do percurso, considerando-se desta vez apenas três volumes de controlo, tal como mostra a Figura 3.10.

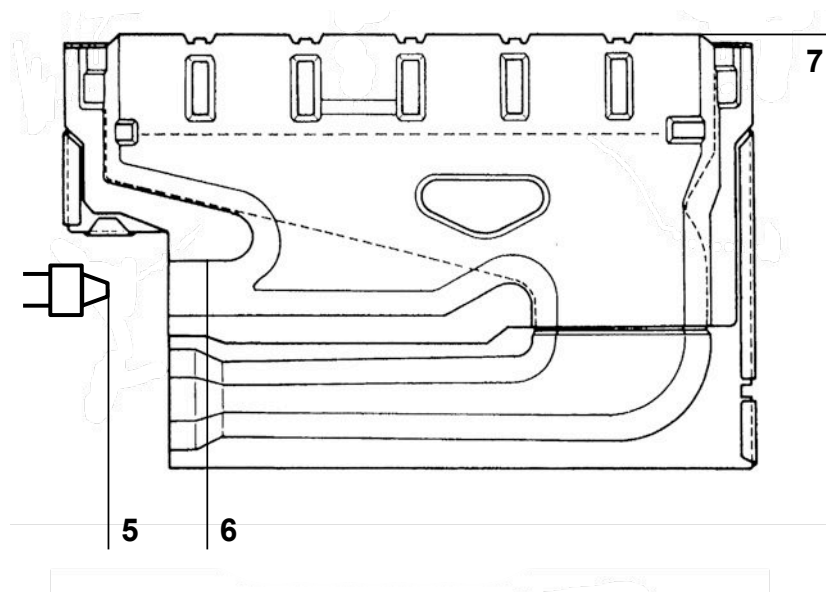


Figura 3.10 - Pontos de controlo do percurso secundário de uma flauta com ancoramento de chama por chama piloto
(Adaptado de Nakaura et al., 1997)

A primeira grande diferença neste caso face aos anteriormente abordados, é a inexistência de um venturi. Isto faz todo sentido se o objectivo é arrastar uma quantidade de ar inferior à conseguida através do orifício principal. Assim, o volume de controlo inicial inicia-se à saída do injector (5) e termina no canal de entrada (6). Recorrendo à equação da conservação do movimento tem-se:

$$(p_6 - p_0)A_6 = -(\dot{m}_{mix}\beta.V_6 - \dot{m}_{fuel}.V_{inj}) \quad (3.55)$$

onde p_6 é a pressão da mistura no canal de entrada, V_2 a velocidade da mistura no mesmo canal.

Ao volume de controlo entre 6 e 7 foi aplicado a equação de energia:

$$\frac{(p_6 - p_7)}{\rho_{mix}} = h_{67} - \frac{\alpha}{2}(V_6^2 - V_7^2) \quad (3.56)$$

onde p_7 e V_7 são a pressão e a velocidade no ponto 7, respectivamente e h_{67} as perdas de carga entre os referidos pontos. Por último, o volume de controlo entre 7 e a atmosfera permite avaliar a perda de carga imposta pelos orifícios de chama:

$$\frac{(p_7 - p_0)}{\rho_{mix}} = h_{70} - \frac{\alpha}{2}(V_7^2 - V_0^2) \quad (3.57)$$

Nas Figura 3.11 e Figura 3.12 é possível observar as perdas de carga que afectam o escoamento da mistura entre os pontos 6 e 7, dadas por:

$$h_{67} = K_{OR} \frac{V_{OR}^2}{2g} + K_{CS1} \frac{V_{CS1}^2}{2g} + K_{ES1} \frac{V_{ES1}^2}{2g} + K_{CS2} \frac{V_{CS2}^2}{2g} + K_{ES2} \frac{V_{ES2}^2}{2g} + K_{CS3} \frac{V_{CS3}^2}{2g} \quad (3.58)$$

onde K_{CS1} , K_{CS2} e K_{CS3} são os coeficientes de perda de carga das contracções 1, 2 e 3, respectivamente, K_{ES1} e K_{ES2} os coeficientes das expansões 1 e 2 e K_{OR} o coeficiente de perda de carga nos orifícios de descarga do canal de entrada.

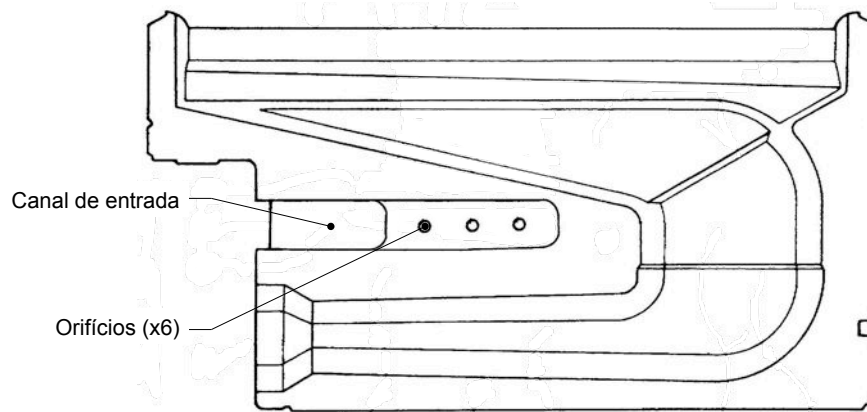


Figura 3.11 - Núcleo de uma flauta de flauta com ancoramento de chama por chama piloto: *pormenor dos orifícios de descarga do canal de entrada* (Adaptado de Nakaura et al., 1997)

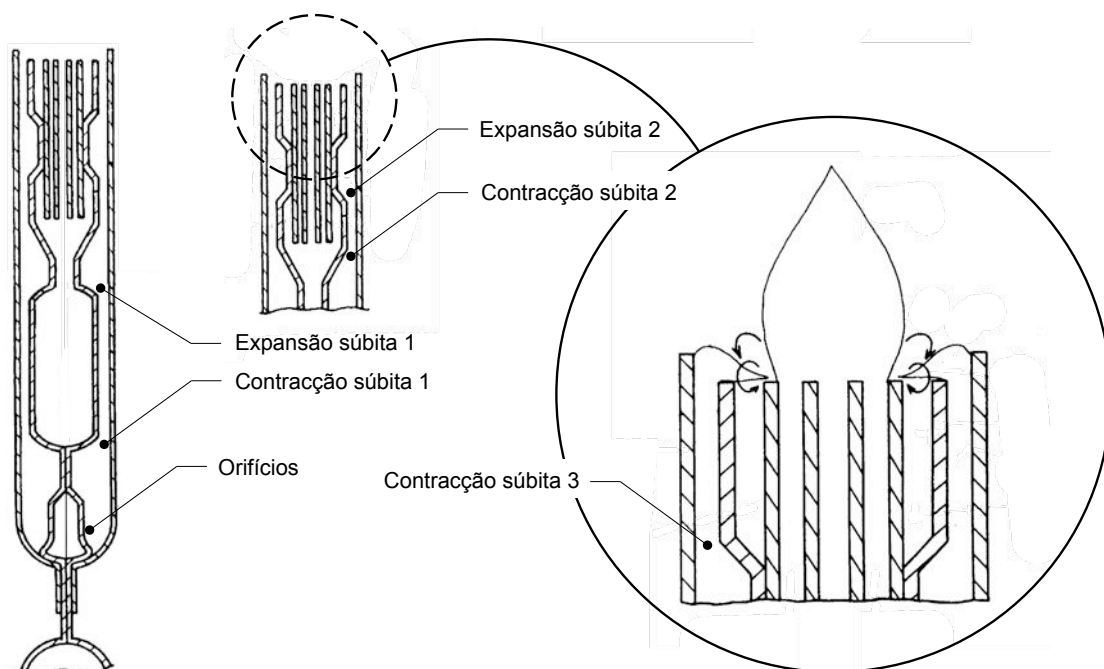


Figura 3.12 - Perdas de carga existentes entres os pontos 6 e 7 (Adaptado de Nakaura et al., 1997)

Segundo Granger (1995) e Potter et al. (2011), $K_{OR} = 0,5$ é uma aproximação razoável para este tipo de orifícios. No entanto, o caudal deverá ser dividido pelo número de orifícios, F .

Os coeficientes das contrações e expansões súbitas que ocorrem em série ao longo do percurso do escoamento da mistura que penetra pela entrada secundária são, mais uma vez, calculadas através das equações (3.41) e (3.42).

Resumindo, as perdas de carga entre 6 e 7 são:

$$h_{67} = K_{OR} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})^2 A_{OR}^2 F^2 2g} \right) + \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})^2 2g} \right) \left(\frac{K_{CS1}}{A_{CS1}^2} + \frac{K_{ES1}}{A_{ES1}^2} + \frac{K_{CS2}}{A_{CS2}^2} + \frac{K_{ES2}}{A_{ES2}^2} + \frac{K_{CS3}}{A_{CS3}^2} \right) \quad (3.59)$$

Finalmente, a perda de carga imposta pelos orifícios de chama, h_{70} , é, tal como nas análises anteriores, dada por:

$$h_{70} = \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})^2 A_{OCS}^2 \cdot N_{OCS}^2 \cdot 2g} \quad (3.60)$$

sendo A_{OCS} e N_{OCS} a área e o número de orifícios de chama secundários, respectivamente.

Manipulando:

$$\dot{m}_{ar} = \left[\frac{\left(\frac{\dot{m}_{fuel} \cdot V_{inj}}{A_6} + \frac{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})}{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})} (h_{67} + h_{70}) \right) (\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})}{\left(\frac{\beta}{A_6^2} - \frac{\alpha}{2A_6^2} \right)} \right]^{1/3} - \dot{m}_{fuel} \quad (3.61)$$

Através de cálculo numérico é possível, deste modo, obter a quantidade de ar existente na mistura que atravessa o percurso secundário desta flauta.

Algumas deduções mais completas deste e dos anteriores modelos estão descritas no Anexo B – Deduções Matemáticas.

INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL

Para determinar a velocidade de escoamentos que nos permitem compreender os fenómenos mecânicos envolvidos no escoamento da mistura de ar e combustível que circula numa flauta, procedeu-se à montagem de duas instalações experimentais com as quais se realizaram alguns testes e simulações.

Neste capítulo faz-se a descrição detalhada da montagem e dos equipamentos utilizados, em ambas as actividades experimentais (principal e secundária).

4.1. Escoamento da mistura numa flauta

Um dos principais objectivos do presente trabalho é a caracterização e determinação do rácio ar/combustível da mistura que atravessa uma flauta, bem como a influência da geometria da mesma na razão de equivalência, sendo este um importante factor no projecto de queimadores atmosféricos. Deste modo, de forma a apoiar e validar os resultados teóricos

e anunciados, foi preparada uma montagem experimental (Figura 4.1) que permitiu medir a velocidade do escoamento da mistura ar-combustível à saída dos orifícios de chama da flauta com estabilização de chama principal por chama piloto da Figura 4.3(2). Através da medição ponto a ponto da velocidade, é possível obter os perfis de velocidades em vários planos paralelos e perpendiculares à cabeça da flauta. A integração destes perfis, tal como se viu anteriormente, permite determinar o caudal total da mistura descarregada em todos os orifícios de chama. Com isto, e sabendo a quantidade de fluido injectado por unidade de tempo, é fácil determinar a quantidade de ar arrastado pelo jacto.

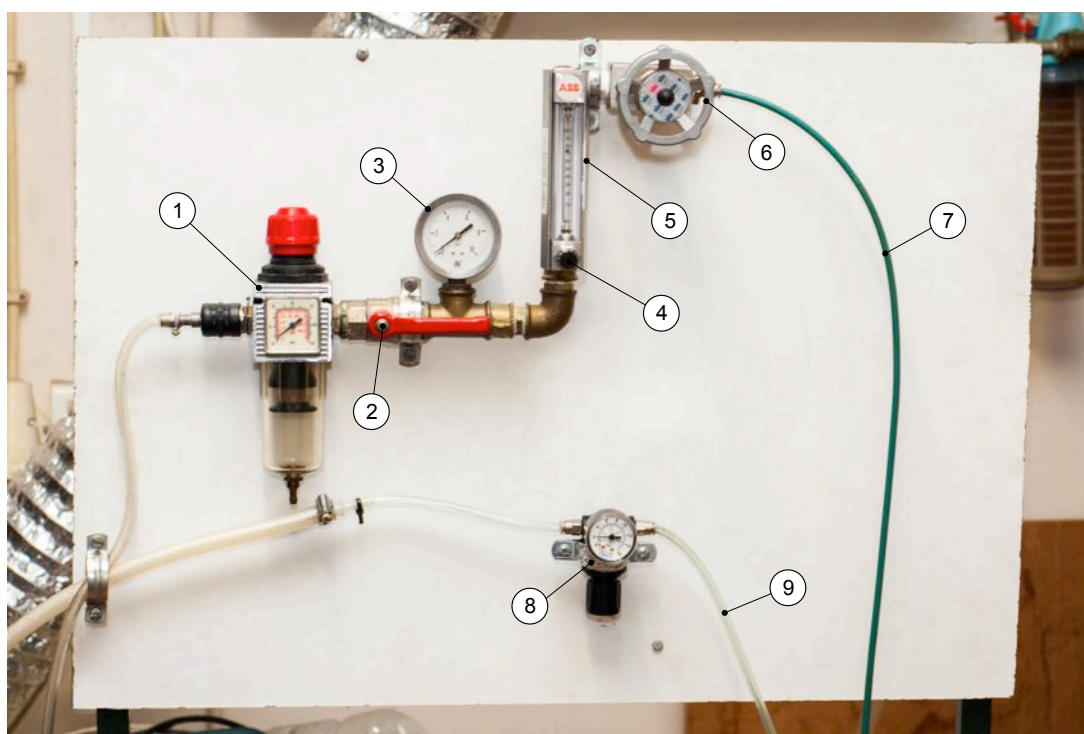
Para isto, recorreu-se à técnica LDA, juntamente com outras técnicas de controlo das variáveis de teste, tais como pressão e caudal. Apesar de, na realidade, o jacto que penetra a flauta e arrasta o ar ambiente ser de gás combustível, a sua utilização nestes testes torna-se inconveniente, uma vez que este não pode ser queimado e a duração dos testes é algo longa, pelo que se iria emitir grandes quantidade de combustível para a atmosfera. Optou-se, assim, pela substituição do gás combustível por ar comprimido, que é fornecido à flauta através de um pequeno injector, igual aos utilizados em esquentadores e dimensionado para propano (diâmetro: 0,75 mm). As partículas inseedoras necessárias à técnica LDA foram fornecidas através de um nebulizador onde são misturadas com água e a pressão do ar comprimido transforma a mistura num *spray*. Para o efeito, foram utilizadas partículas de látex



Figura 4.1 - Montagem Experimental: escoamento da mistura numa flauta

de polistireno, da *Coulter*, com um diâmetro nominal de cerca de $2\ \mu\text{m}$ e uma dosagem de duas gotas por cada $50\ \text{ml}$ de água.

Antes da montagem propriamente dita, começou-se pela selecção do rotâmetro adequado à medição do caudal pretendido, após o que se passou à instalação do sistema de ar comprimido responsável por alimentar o injector e o nebulizador, bem como o painel de controlo do mesmo (Figura 4.2). O injector e o nebulizador foram ligados a duas tomadas de ar distintas, de forma a que não hajam interferências. Na linha do injector foram instalados uma válvula de pressão com purgador (de modo a ajustar a pressão a montante do rotâmetro), uma válvula de corte, um manómetro NUOVA FIMA (pressão mínima: $0\ \text{bar}$; pressão máxima: $10\ \text{bar}$; resolução: $0,25\ \text{bar}$), para correcção do caudal medido, e um rotâmetro (com válvula tipo agulha incorporada) ABB 10A6131 com tubo FP-1/8-20-P-3/37 e flutuador BG-18, cujo caudal máximo (correspondente aos 100% da escala) é de $95\ \text{L/h}$ de ar às condições PTN ($1\ \text{bar}$ absolutos e 20°C). Na linha do nebulizador apenas foi instalada

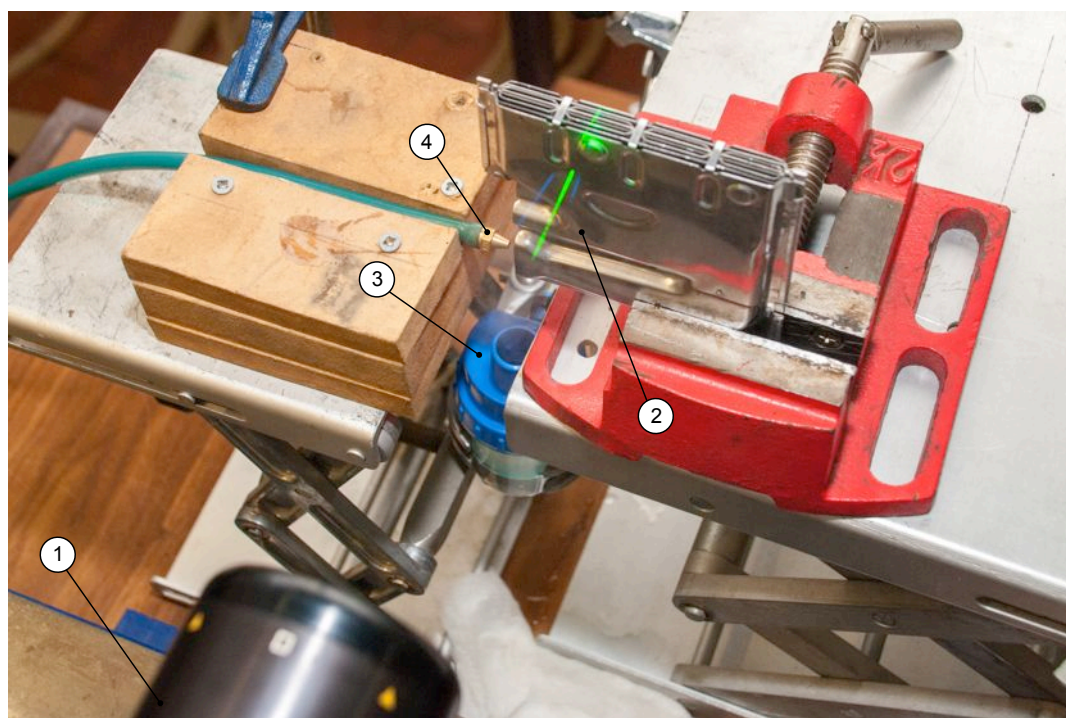


- | | | |
|------------------------|-----------------------|------------------------------------|
| 1 – Válvula de pressão | 4 – Válvula de ajuste | 7 – Linha do injector |
| 2 – Válvula de corte | 5 – Rotâmetro | 8 – Válvula de corte com manómetro |
| 3 – Manómetro | 6 – Válvula de ajuste | 9 – Linha do nebulizador |

Figura 4.2 - Painel de controlo do ar comprimido

uma válvula com manómetro para corte e leitura, a título informativo, da pressão.

Seguidamente à instalação do sistema de ar comprimido, iniciou-se a montagem dos equipamentos (Figura 4.3). A sonda do sistema LDA (1) foi montada numa mesa de coordenadas (X,Y,Z), com uma resolução de $0,05\text{ mm}$, permitindo o seu controlo espacial total e posicionamento de forma fácil e precisa ao longos dos 3 eixos. A sonda utilizada foi a *FlowLite 2D* da *DANTEC DYNAMICS*, cuja montagem é em *backscatter*, sendo o processamento de sinal feito pelo processador *BSA-F60*, também da *DANTEC DYNAMIC*. De seguida, fixou-se a flauta (2) com o auxílio de um torno de bancada manual, possibilitando uma montagem sólida e robusta, garantindo a manutenção do correcto nivelamento e alinhamento da flauta. Recorrendo a um suporte e a uma garra, fixou-se o nebulizador (3) no alinhamento vertical da entrada da flauta, abaixo da mesma, a uma distância que favorecesse o arrasto de partículas para dentro da flauta ao mesmo tempo que minimizasse a interferência no comportamento do jacto, devido à inércia do escoamento perpendicular. A fixação do injector (4) foi conseguida através do encaixe do mesmo e da tubagem no rasgo de um bloco de madeira, especificamente construído para o efeito, assegurando o seu correcto posicionamento. O posicionamento do injector, relativamente ao orifício de admissão da flauta, foi escolhido de



1 – Sonda LDA 2 – Flauta 3 – Nebulizador 4 – Injector

Figura 4.3 - Componentes principais da montagem experimental

forma a reproduzir as condições típicas de um esquentador: alinhamento co-axial com o orifício de entrada, a uma distância a montante de cerca de 5 mm . Quer o torno de fixação da flauta, quer o bloco onde foi encaixado o injector, foram colocados em cima de plataformas elevatórias, permitindo o correcto posicionamento, em altura, dos conjuntos individuais. Isto tornou-se especialmente vantajoso aquando da alteração do orifício de entrada, uma vez que, no caso da flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto, existem dois orifícios de admissão de mistura (um imediatamente acima do outro). Por fim, procedeu-se aos alinhamentos, nivelamentos e correcções necessárias a todos os equipamentos, de modo a garantir a perpendicularidade entre a cabeça da flauta e os dois conjuntos de feixes laser do sistema LDA. Esta é uma operação de extrema importância, uma vez que um pequeno desfasamento na ordem das décimas de milímetro pode significar, nos extremos da flauta, a medição num ponto seguinte (ou anterior) ao considerado.

4.2. Injecção de jacto numa tubeira

De modo a validar os modelos matemáticos que permitem determinar o caudal de ar arrastado por um jacto e a perceber a influência do comprimento da garganta de um venturi na quantidade de ar arrastado, procedeu-se à montagem de uma actividade experimental complementar.

Nesta instalação, uma tubeira como a da Figura 4.4 foi instalada numa montagem se-



Figura 4.4 - Tubeira ensaiada



Figura 4.5 - Montagem e fixação dos componentes

melhante à utilizada para os ensaios com a flauta. Devido às dimensões superiores da tubeira relativamente às do venturi da flauta, seleccionou-se um novo rotâmetro ABB D10A11 de $\frac{1}{2}$ ", cujas condições de referência são: $1,96 \text{ m}^3 / \text{h}$ (100%) de ar a 20°C e 3 bar (relativos) para medição de caudais superiores, bem como um injector de maior diâmetro. A fixação dos componentes foi conseguida com o recurso a garras. O injector foi posicionado co-axialmente a uma distância de cerca de 10 mm da entrada da tubeira, tal como se pode observar na Figura 4.5. Foi também medida a pressão ao nível da tubeira através de uma tomada de pressão estática perpendicular ao escoamento. A medição da depressão criada, devido à contracção da secção, foi medida com recurso a um micromanómetro de Betz.

Para inferir a influência do comprimento da garganta na quantidade de ar arrastado, foram efectuados três ensaios: tubeira sem garganta; tubeira com garganta de 10 cm (ver Figura 4.6); e tubeira de 20 cm . As gargantas foram construídas a partir de um tubo de acrílico que foi cortado à medida desejada e maquinado para que encaixasse perfeitamente no rebordo da tubeira. Foi também construído um anel de enchimento de forma a reduzir a influência do rebordo no escoamento do teste sem garganta. Os tubos e o anel maquinados podem ser observados na Figura 4.7.



Figura 4.6 - Tubeira com tubo de 10 cm



Figura 4.7 - Tubos e anel maquinados: *(da esquerda para a direita) anel de enchimento, tubo de 10 cm e tubo de 20 cm*

A sonda LDA, igual à utilizada na montagem principal, foi colocada de forma a medir o escoamento imediatamente após a saída da garganta. A Figura 4.8 mostra o aspecto geral da instalação experimental secundária.



Figura 4.8 - Montagem experimental secundária: *injecção de jacto numa tubeira*

4.3. Procedimentos experimentais

Após a instalação e montagem de todos os equipamentos e componentes necessários às actividades experimentais, procedeu-se aos ensaios propriamente ditos.

Apresenta-se, de seguida, uma breve descrição dos procedimentos levados a cabo em cada uma das actividades.

4.3.1. Ensaio tubeira

O ensaio da tubeira iniciou-se com o teste à tubeira sem garganta, caso que pretendia simular a menor perda de carga distribuída possível. Encaixou-se o anel de enchimento no rebordo da tubeira e fixou-se esta última à garra. De seguida, colocou-se e alinhou-se a sonda LDA, de forma a efectuar as medições imediatamente após a saída do escoamento.

Com recurso ao software *BSA Flow* da *DANTEC DYNAMICS* (ver Figura 4.9), foram feitas medições ao longo do plano de simetria horizontal da tubeira, escolhendo o ponto mais próximo da sonda como ponto de referência (ver Figura 4.10, ponto de cruzamento dos feixes laser), num intervalo de medições de 0,5 *mm* até ao diâmetro da tubeira (26 *mm*). Em cada medição (à excepção dos extremos) foram contabilizadas cerca de 2000 partículas antes de terminar a leitura, de forma a que os resultados sejam o mais fidedignos possível. Foi também dada especial atenção a alguns parâmetros de medição LDA, como a velocidade central de medição (*center velocity*) e o tamanho do intervalo relativamente à velocidade central (*velocity*

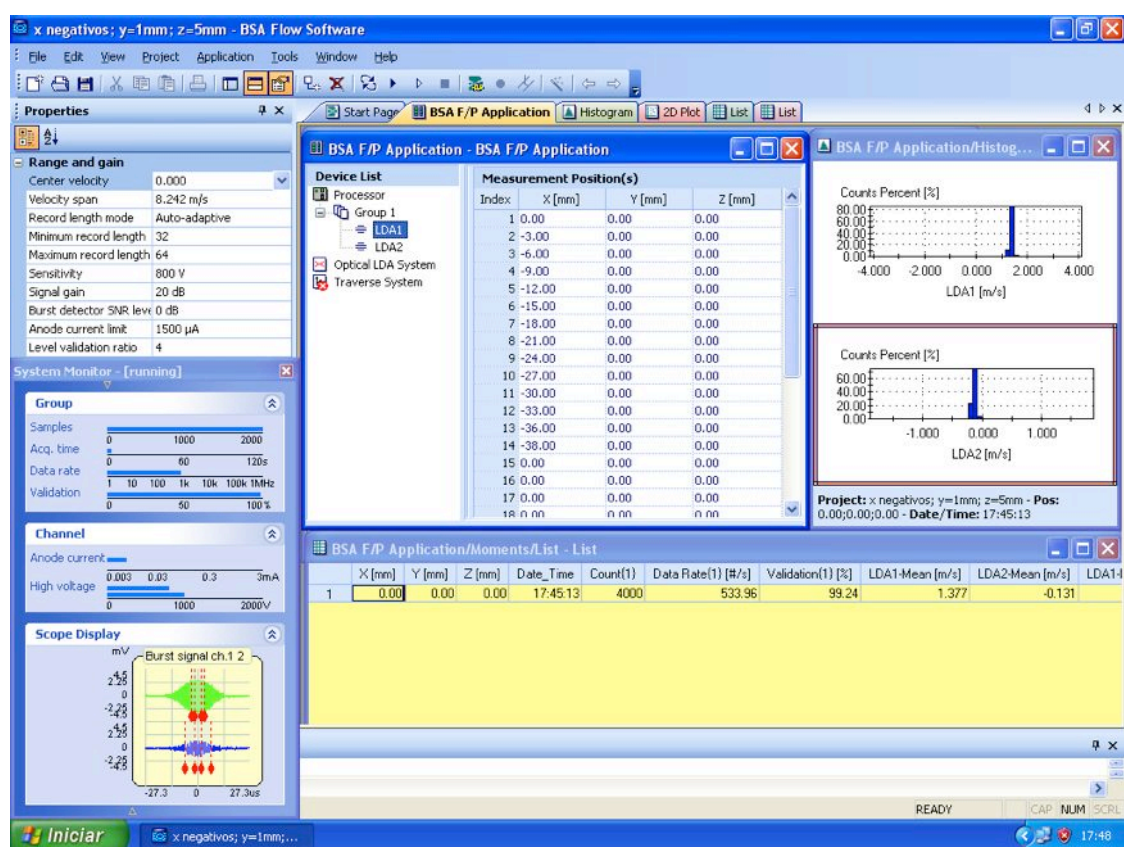


Figura 4.9 - Software de aquisição de dados LDA BSA Flow da DANTEC DYNAMICS

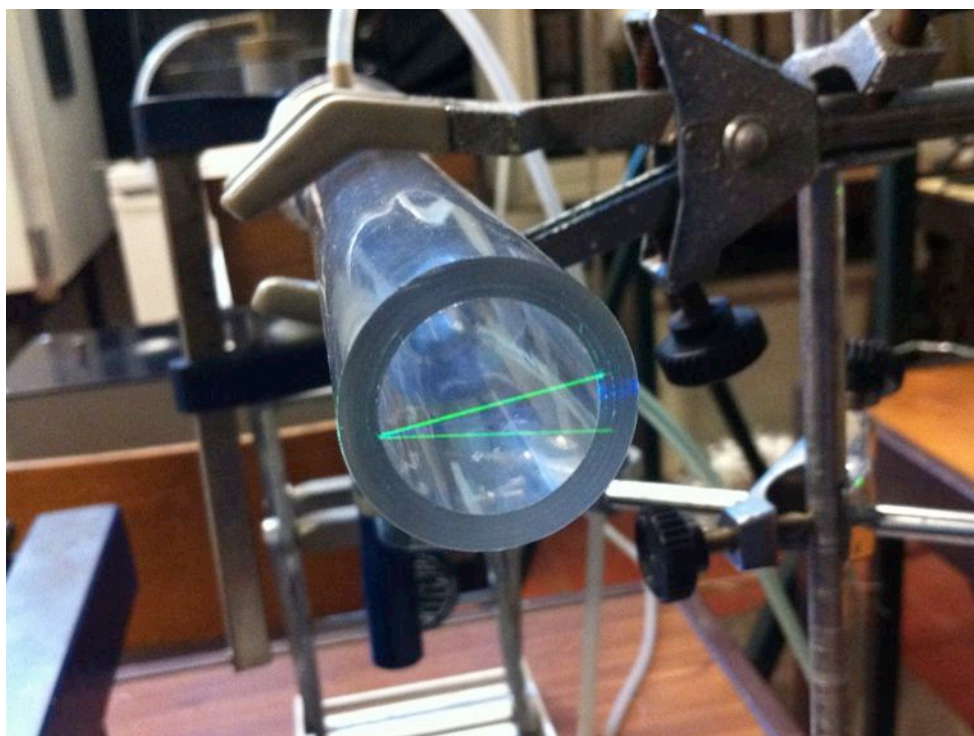


Figura 4.10 - Medição da velocidade do escoamento através de LDA

span), de modo a obter resultados correctos. O avanço entre cada intervalo era conseguido graças ao movimento preciso da mesa de coordenadas na qual se instalou a sonda LDA, cuja resolução é de $0,05 \text{ mm}$. Estes passos foram repetidos para os ensaios com os tubos de 10 e 20 *cm*, encaixando os mesmos na tubeira.

Após a conclusão das medições, foram recolhidos os dados adquiridos e exportados para uma folha de cálculo para posterior leitura e tratamento.

4.3.2. Ensaio flauta

O ensaio da flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto foi feito de modo muito semelhante ao já descrito para a tubeira.

Após a montagem da flauta e de todos os equipamentos estarem operacionais, fixou-se a sonda LDA no ponto de referência (ponto 0), situado no centro geométrico da cabeça da flauta, ou seja, no ponto onde os planos de simetria verticais transversal e longitudinal se cruzam. Considerando um referencial X,Y,Z com centro no ponto de referência, o eixo dos XX

localiza-se no plano vertical longitudinal, o eixo dos YY no plano transversal e o eixos dos ZZ representa a cota, i.e., a altura.

Fixada a sonda no ponto inicial, procedeu-se à medição da velocidade do escoamento da mistura ar-ar, tal como se pode ver na Figura 4.11. A primeira série de medições foi efectuada na cota mais próxima da flauta possível, sem que os feixes laser interferissem com a mesma. Iniciadas as medições, a sonda foi deslocada para o lado esquerdo (parte negativa do eixo dos XX) em intervalos de 3 *mm*. Mais uma vez recorreu-se ao *software BSA Flow* para fazer a aquisição de dados. Terminada a medição do lado negativo, a sonda regressava ao ponto de referência para efectuar a medição do lado positivo (direito) e terminar o primeiro varrimento longitudinal. A medição em cada ponto terminava sempre que eram contabilizadas cerca de 2000 partículas. Concluída a primeira série de medições, avançou-se a sonda ao longo do eixo dos YY, num intervalo definido de 0,5 *mm*, repetindo todos os passos descritos, sucessivamente, até não ser possível efectuar a medição da velocidade por inexistência de partículas, o que indica inexistência de escoamento. Todos os procedimentos descritos até então foram repetidos em mais três cotas: 5, 10 e 25 *mm*.

Uma vez que a flauta em estudo possui dois orifícios de entrada e, consequentemente, dois tipos de orifícios de chama distintos cujos caudais nunca se misturam, repetiu-se todo o processo atrás descrito para o orifício secundário.

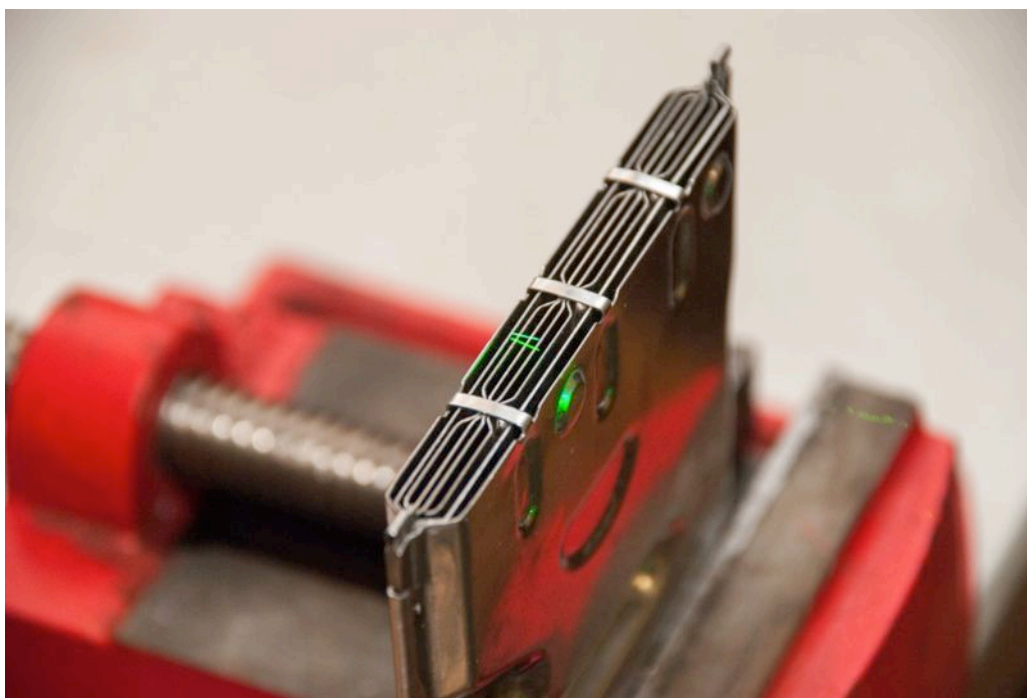


Figura 4.11 - Medição LDA da velocidade do escoamento numa flauta

Depois de recolhidos todos os dados adquiridos nas medições, estes foram exportados para uma folha de cálculo para posterior análise e tratamento.

TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Em qualquer actividade experimental, a qualidade e a precisão com que as medições são efectuadas é um factor importante, pois contribui, em muito, para a credibilidade e confiança dos resultados e do estudo a que estão associados.

Neste capítulo são apresentadas algumas das técnicas de medição utilizadas neste trabalho, tais como a anemometria laser de efeito Doppler, a medição de caudais com recurso a rotâmetros ou a medição de pressões com manómetros.

5.1. Anemometria laser de efeito Doppler (*LDA*)

As mais recentes técnicas de medição usadas na investigação e estudo de escoamentos são claramente marcadas pelo uso de técnicas laser. Os métodos que recorrem ao laser proporcionam uma larga perspectiva de medição de caudais, quer na quantidade de informação retribuída, quer do ponto de vista da precisão (Zhang, 2010).

A anemometria laser *Doppler* (LDA – *Laser Doppler Anemometry*) é, provavelmente, o método não intrusivo mais eficaz e amplamente utilizado (Zhang, 2010) em estudos e investigações experimentais de escoamentos e da sua dinâmica, para determinar a velocidade num ponto, através da medição da interferência das partículas do escoamento com um campo óptico criado por dois raios laser (F. Durst et al., 1981). O seu princípio não intrusivo, insensibilidade à temperatura e gradientes de pressão, dispensa de calibração, possibilidade de utilização em escoamentos cuja direcção é desconhecida, obtenção de medições precisas em escoamento instáveis e turbulentos e a sua elevada taxa de aquisição de dados fazem desta uma técnica muito promissora (Teixeira, 1988, Araújo, 2004), representando o estado da arte dos métodos ópticos de alta precisão de medição. Desde a sua primeira utilização em 1964, a técnica tem vindo a ser constante e continuamente desenvolvida e ampliada, de modo que actualmente se torna na ferramenta padrão para medições de escoamentos, quer em aplicações industriais, quer em investigações académicas e científicas.

5.1.1. Princípios básicos

A técnica LDA baseia-se na medição da velocidade do escoamento de um fluido através da detecção da variação da frequência (desvio de Doppler) do raio laser que é difractado ao incidir sobre as pequenas partículas que se deslocam com o mesmo fluido. A luz difractada por estas partículas, que atravessam uma parte do volume de controlo, é captada pela sonda do sistema e focalizada para um cabo de fibra óptica, através do qual é encaminhada até um fotomultiplicador. Este converte a luz recebida em sinais eléctricos que são enviados para o processador de sinal. Por fim, os dados são enviados para um computador para análise e apresentação. A variação (f_D) entre a frequência da onda incidente (f_i) e a frequência do feixe detectado (f_d) por um observador é proporcional à velocidade relativa entre o emissor e a fonte, sendo dependente da posição do observador, ou seja, depende do ângulo entre a direcção do feixe incidente e o feixe difractado na direcção do observador. No entanto, as velocidades típicas dos escoamentos induzem um desvio de Doppler cuja ordem de grandeza é muito baixa (cerca de 10^7 Hz) se comparada com a frequência do feixe incidente que se situa, tipicamente, na ordem dos 10^{14} Hz , o que torna

esta variação muito difícil de ser detectada. A forma usual de resolver este entrave, é a combinação de dois sinais $[\sin(f_{i1}t) + \sin(f_{i2}t)]$ separados provenientes da mesma partícula. Isto é conseguido através da intersecção de dois feixes laser idênticos (Teixeira, 1988, Ferreira, 2008) segundo um determinado ângulo, formando um volume de controlo, tal como se pode observar na Figura 5.1. Desta maneira, o sinal detectado pelo fotodetector é a soma dos dois sinais independentes que possuem frequências ligeiramente diferentes. Uma vez que os fotodetectores são dispositivos quadráticos, (isto é, a saída é proporcional ao quadrado do sinal) a saída será $[\sin(f_{i1}t) + \sin(f_{i2}t)]^2$. Desenvolvendo a expressão, obtém-se (Goldstein, 1983):

$$2 \sin(f_{i1}t) \sin(f_{i2}t) = \cos(f_{i1} + f_{i2})t + \cos(f_{i1} - f_{i2})t \quad (5.1)$$

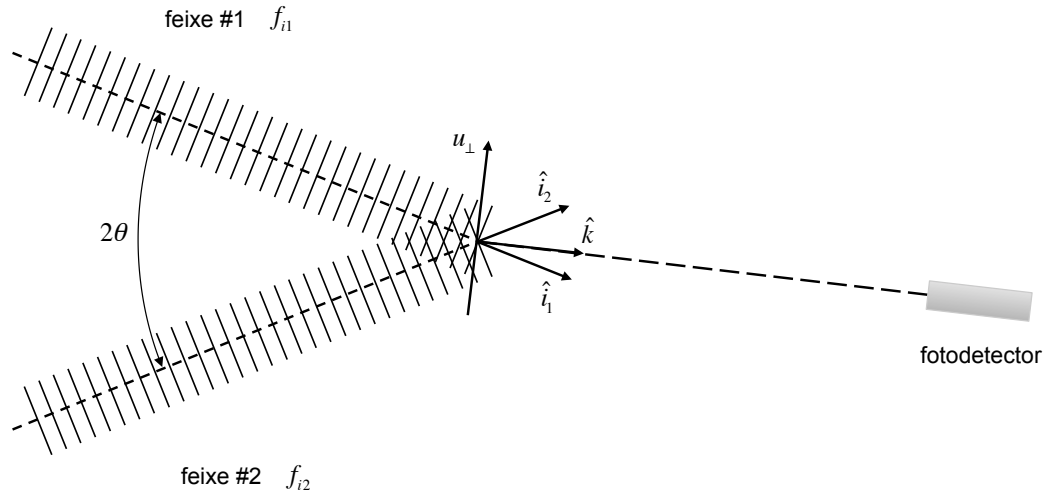


Figura 5.1 - Esquema do arranjo óptico da técnica de duplo feixe LDA (Teixeira, 1988)

Uma vez que a soma $(f_{i1} + f_{i2})$ resulta numa frequência muito acima da gama de resposta de qualquer detector, apenas o termo $(f_{i1} - f_{i2})$ faz parte do sinal.

Sendo a frequência incidente dependente do comprimento de onda $(f_i = c/\lambda)$ e $c \gg u$, onde c é a velocidade da luz e u é o vector velocidade da partícula, o sinal de Doppler é dado por:

$$f_D = \frac{u \cdot (\hat{i}_1 - \hat{i}_2)}{\lambda} \quad (5.2)$$

Da equação (5.2) facilmente se observa que a frequência de Doppler é proporcional à velocidade na direcção $(\hat{i}_1 - \hat{i}_2)$ e de magnitude bastante inferior à do feixe incidente. A direcção $(\hat{i}_1 - \hat{i}_2)$ é perpendicular à bissectriz formada pelo cruzamento dos dois feixes de luz, sendo independente da posição do fotodetector. Se o ângulo de cruzamento for 2θ e u_{\perp} a componente de u perpendicular à bissectriz pode-se escrever:

$$f_D = \frac{u_{\perp} 2 \sin(\theta)}{\lambda} \quad (5.3)$$

A frequência de Doppler pode ser facilmente explicada através do modelo das interferências dos feixes no volume de controlo. Estas interferências formam uma alternância entre franjas luminosas e escuras, criando um padrão alternado de luz. Este modelo, cujo esquema se mostra na Figura 5.2, é vulgarmente conhecido como modelo das franjas. O espaçamento entre as franjas (S_{fs}) é dado por:

$$S_{fs} = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta)} \quad (5.4)$$

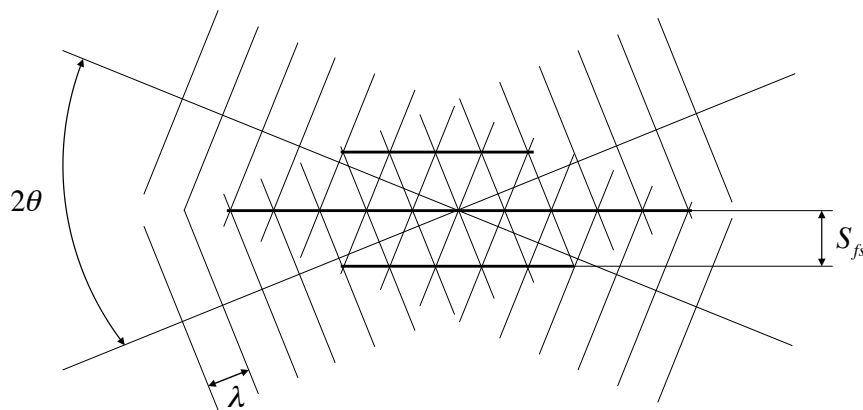


Figura 5.2 - Interferência dos feixes de luz no modelo das franjas

Se uma partícula atravessa o volume do controlo com uma velocidade u_{\perp} perpendicular às franjas, esta irá difractor luz apenas por franjas luminosas (Teixeira, 1988), sendo a frequência do sinal dada por:

$$f_D = \frac{u_{\perp}}{S_{fs}} \quad (5.5)$$

que, quando combinada com a equação (5.4) resulta na equação (5.3).

Do ponto de vista óptico, o volume de controlo assume-se como o elemento chave na operação do sistema. O seu tamanho representa um factor de grande importância na qualidade da medição. Geralmente, o volume de controlo deve ser criado posicionando os feixes de forma a que estes se intersectem na sua cintura, permitindo uma maior intensidade luminosa (necessária para detectar partículas muito pequenas) e uma melhor uniformização das franjas, aumentando a precisão e fiabilidade das medições. O formato do volume de controlo criado assemelha-se a uma elipsóide, tal como se pode observar na Figura 5.3. O diâmetro é dado pela espessura do feixe na sua cintura:

$$d_{mv} = \frac{2w_0}{\cos(\theta)} \quad (5.6)$$

Onde w_0 é metade da espessura da cintura do feixe.

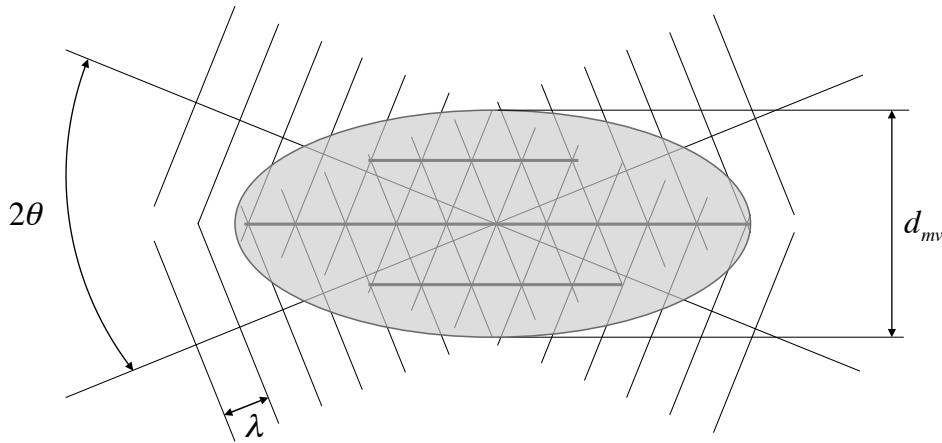


Figura 5.3 - Especificação do tamanho do volume de controlo

Através do rácio entre o diâmetro do volume de controlo (d_{mv}) e o espaçamento entre as franjas (S_{fs}) é possível determinar o número de franjas (N_{fs}):

$$N_{fs} = \frac{d_{mv}}{S_{fs}} \quad (5.7)$$

Para se obterem bons resultados é importante garantir sempre a existência de um número suficientemente grande de franjas dentro do volume de controlo, algo entre as 10 e as 100 franjas (Araújo, 2004).

5.1.2. Variação da frequência (Frequency Shift)

O método LDA baseia-se na avaliação dos sinais gerados aquando da passagem de uma partícula pelo volume de controlo. Porém, um dos obstáculos a esta técnica é existência de ambiguidade quanto ao sentido em que se dá o escoamento, visto que uma velocidade positiva ou negativa da mesma magnitude (i.e. a mesma velocidade mas em sentidos diferentes) produz a mesma frequência Doppler (Zhang, 2010). Isto torna-se especialmente gravoso em escoamentos fortemente turbulentos, nos quais podem ocorrer escoamentos reversos ou quando o sentido do escoamento não é conhecido à partida e na generalidade dos casos em que a velocidade do escoamento se aproxima de zero. Para um dado ponto, no qual a velocidade segue uma distribuição probabilística à volta de um valor médio próximo de zero, existirão partículas com velocidade negativa que serão identificadas da mesma maneira que outras análogas a circular com velocidade positiva. Desta forma, quer a velocidade média, quer a turbulência, são avaliados incorrectamente (Teixeira, 1988, Ferreira, 2008). Isto é facilmente compreendido observando a Figura 5.4, onde a linha a traço contínuo mostra o resultado da referida ambiguidade e a linha a traço interrompido representa a correcta distribuição das velocidades.

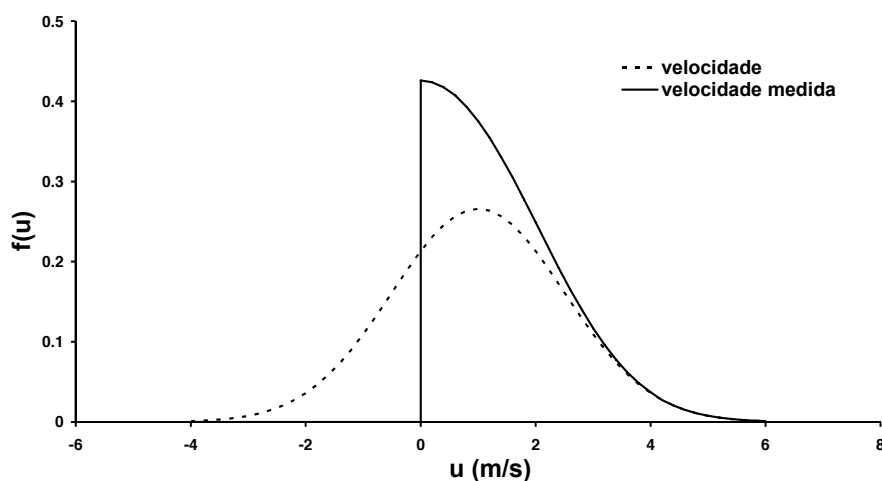


Figura 5.4 - Ambiguidade na detecção do sentido do escoamento (Adaptado de Ferreira, 2008)

A alternativa é introduzir uma variação no sinal (*frequency shift*, f'_s), cujo valor é conhecido, de forma a que a velocidade lida seja sempre positiva. Aquando da fase de processamento, este valor é retirado obtendo-se a distribuição correcta, não influenciada pela incerteza do sentido do escoamento, tal como se pode observar na Figura 5.5. Assim, a frequência do sinal detectado é:

$$f_D = f'_s + \frac{u_{\perp} 2 \sin(\theta)}{\lambda} \quad (5.8)$$

Isto é conseguido, usualmente, recorrendo a uma célula de *Bragg* que contém um meio transparente através do qual o feixe de luz passa, excitando o meio por ondas ultra-sónicas, difractingo o laser.

O modelo das franjas permite uma melhor compreensão desta variação da frequência. Adicionando uma variação fixa da frequência (na ordem dos MHz) num dos feixes, o padrão produzido pelas franjas desloca-se a uma velocidade e direcção constantes. Desta forma, até uma partícula em repouso que seja exposta às franjas produzirá um sinal a uma frequência constante. Neste caso, a frequência produzida será igual à variação introduzida ($f_D = f'_s$). Por sua vez, uma partícula que se desloque em direcção às franjas produzirá uma frequência (*Doppler burst*) superior, enquanto uma que se desloque na mesma direcção que as franjas dará origem a frequências inferiores resolvendo, assim, o problema da incerteza no sentido do escoamento (Araújo, 2004).

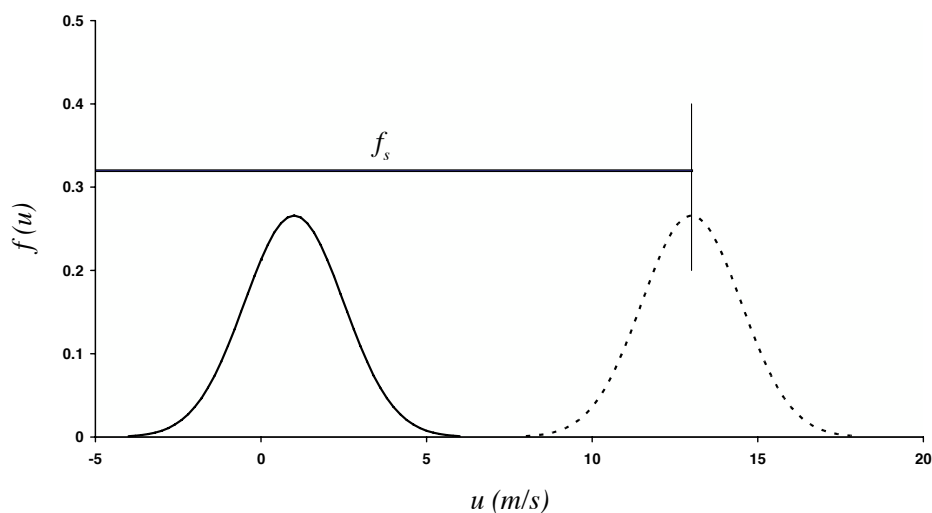


Figura 5.5 - Aplicação de *frequency shift* no sinal para solucionar a incerteza no sentido do escoamento (Adaptado de Ferreira, 2008)

O número de franjas existentes no volume de controlo pode agora ser determinado da seguinte maneira:

$$N_{fs} = f_D \Delta t \quad (5.9)$$

onde f_D é a frequência de Doppler obtida pela equação (5.8) e Δt o tempo de residência da partícula dentro do volume de controlo, sendo este valor, geralmente, diferente do obtido através da equação (5.7).

5.1.3. Sinal

A frequência de um sinal de um sistema LDA medido por um fotodetector é, habitualmente, diferente da frequência de Doppler. Este facto deve-se, em grande parte, à existência de ruído no sinal. Essa diferença de frequências resulta num erro que cresce com o decréscimo do SNR (*Signal-to-Noise Ratio*), parâmetro comumente utilizado para descrever a qualidade do sinal. A informação transmitida pela frequência é o principal resultado de uma medição LDA. Na origem deste ruído poluidor do sinal estão diversos factores que afectam a sua qualidade, entre os quais se destacam o ruído proveniente do processo de detecção e a existência de outras fontes de luz alheias ao processo de medição (por exemplo, luz ambiente) que atingem o fotodetector de maneira indesejada (Araújo, 2004).

A anemometria laser deve ser operada sob condições óptimas, tornando o ruído proveniente do processo de detecção a fonte de ruído predominante e a mais baixa possível. A optimização do seu desempenho, i.e. a sua *performance*, é obtida através da selecção adequada da potência do laser, do tamanho das partículas inseminadoras (*seeding particles*) e dos parâmetros ópticos. O ruído pode ser parcialmente eliminado do sinal recorrendo a filtros de banda, de acordo com a gama de velocidades desejada. Estes eliminam frequências baixas e frequências que não estejam na gama de frequências de Doppler, antes de iniciar qualquer detecção (Araújo, 2004).

A qualidade do sinal está directamente relacionada com a visibilidade das franjas, isto é, do rácio entre a amplitude do sinal de Doppler e a amplitude da componente de baixa

frequência (*pedestal*), e depende do tamanho das partículas. No entanto, estudos mostram que não existe uma relação directa entre o aumento do tamanho das partículas e o aumento do SNR, ao contrário que se poderia prever considerando apenas o aumento da intensidade da luz com o quadrado do diâmetro da partícula (Albrecht et al., 2003). O segredo é encontrar o compromisso ideal entre baixa inércia e maior intensidade da luz refractada. O número de partículas inseminadoras presentes, simultaneamente, no volume de controlo é também um factor de grande importância na qualidade do sinal e na eficiência do processador de sinal (F. Durst et al., 1981).

A recolha da luz difractada pela partícula quando esta é atingida pelo feixe pode ser feita em qualquer direcção. Todavia, a percentagem de luz difractada depende fortemente da direcção relativa dos feixes incidentes. No caso do fotodetector se encontrar do lado oposto ao do laser, configuração conhecida como *forward scatter*, a intensidade da luz difractada é superior, uma vez que a maioria da luz é difractada na direcção dos feixes, obtendo-se uma melhoria na qualidade do sinal e permitindo o uso de fontes de luz menos potentes. Se, pelo contrário, não for possível utilizar esta configuração devido à necessidade de ter todo o equipamento de um só lado, é necessário optar pelo arranjo em *back scatter*. Neste caso, a luz difractada é recolhida segundo um ângulo de 180°, enfraquecendo o sinal. Por outro lado, desta forma é mais simples de montar e manipular o sistema, uma vez que o fotodetector e o laser se deslocam simultaneamente, mantendo sempre o seu alinhamento (Goldstein, 1983).

Outra acção que visa melhorar a qualidade do sinal é a utilização de uma máscara na frente do fotodetector (*pinhole*), permitindo apenas a passagem de luz através de um pequeno orifício localizado no ponto onde incide a luz difractada proveniente do volume de controlo. Desta maneira, a luz difractada de outras zonas (periferia do volume de controlo) é rejeitada, prevenindo a produção de ruído que reduz a qualidade do sinal (Goldstein, 1983).

Os processadores de sinal são componentes electrónicos concebidos para analisar cada “disparo” de sinal, determinando a sua frequência e convertendo esta numa velocidade num qualquer instante. Os processadores de sinal mais comuns são: *Burst Spectrum Analysers* (BSA), *frequency trackers*, *burst counters* e *photon correlators*, sendo o primeiro o mais utilizado actualmente e o mais adequado à maioria das aplicações.

5.1.4. Selecção de um inseminador (tracer) adequado

Quando se utiliza um sistema LDA para efectuar a medição da velocidade do escoamento de um fluido não se mede, na realidade, a velocidade directa deste, mas sim a de pequenas partículas em suspensão existentes nesse mesmo escoamento. Assim, na maioria das vezes é necessário adicionar essas partículas artificialmente no escoamento (i.e. inseminar), naquilo a que se designa, em literatura inglesa, de *seeding* (semeiar). A selecção criteriosa deste elemento é, por isso (e por outras razões anteriormente descritas), factor de maior importância na obtenção de bons resultados. Devem ter algumas características típicas: serem suficientemente pequenas (de forma a possuírem pouca massa e, por conseguinte, baixa inércia) de modo a seguirem e reproduzirem fielmente o movimento do fluido; serem suficientemente grandes para garantirem que é difractada luz suficiente para o fotodetector, de forma a detectar-se a frequência de Doppler; terem, aproximadamente, a mesma massa volúmica do fluido; serem baratas, não tóxicas, não corrosivas, não voláteis e quimicamente inactivas (F. Durst et al., 1981). Estas partículas são a fonte principal do sinal de Doppler e podem ser o componente de maior influência na qualidade do sinal (Goldstein, 1983). Dependendo da natureza e tipo do escoamento, as partículas inseminadoras utilizadas em medições LDA têm, usualmente, diâmetros entre os 0,1 e os 50 μm (F. Durst et al., 1981). Por norma, o tamanho máximo admissível diminui com o aumento da velocidade do escoamento, turbulência e gradientes de velocidade.

Se por um lado as partículas de grandes dimensões são preferíveis por permitirem uma melhor difracção da luz, por outro estas devem possuir um tamanho o mais pequeno possível, para que sigam o movimento do escoamento de forma precisa. Ora, isto trata-se de um paradoxo. Torna-se, então necessário encontrar um compromisso. Para além disto, é desejável ajustar o tamanho da partícula e o espaçamento das franjas, de modo a obter o melhor SNR possível (Araújo, 2004).

O movimento das partículas suspensas no fluido é afectado por: tamanho, forma e massa volúmica da partícula e concentração de partículas no meio fluido. Esta última influencia o movimento devido à interacção entre as diferentes partículas. O ideal é garantir a existência de, pelo menos, uma partícula no volume de controlo durante a maior parte do tempo. A aglomeração excessiva de partículas no diminuto volume de controlo leva à

atenuação da luz e interferências de sinal e, consequentemente, à degradação do sinal que chega ao fotodetector (F. Durst et al., 1981).

Vários investigadores estudaram e descreveram a interacção entre partículas num escoamento turbulento. Segundo Hinze (1975), partindo do pressuposto que a dimensão da partícula é inferior aos vórtices do escoamento e que o regime de Stokes é válido, a equação do movimento é:

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{du_p}{dt} = -3\pi\mu_f d_p u_R + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_f \frac{du_f}{dt} - \frac{1}{2} \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_f \frac{du_R}{dt} - \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\mu_f \rho_p} \int_{t_0}^t \frac{du_R}{dt'} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} \quad (5.10)$$

Reescrevendo (Teixeira, 1988):

$$\frac{du_p}{dt} + a_1 u_p = a_1 u_f + a_2 \frac{du_f}{dt} + a_3 \int_0^t \frac{\frac{du_f}{dt'} - \frac{du_p}{dt'}}{\sqrt{t-t'}} dt' \quad (5.11)$$

onde:

$$a_1 = \frac{36\mu_f}{(2\rho_p + \rho_f)d_p^2}; \quad a_2 = \frac{3\rho_f}{2\rho_p + \rho_f}; \quad a_3 = \frac{18}{(2\rho_p + \rho_f)d_p} \sqrt{\frac{\mu_f \rho_f}{\pi}} \quad (5.12)$$

Nas equações acima, μ_f e d_p representam a viscosidade do fluido e o diâmetro da partícula, respectivamente, enquanto ρ_f e ρ_p indicam as suas massas volúmicas. Representando as velocidades da partícula e do fluido através de integrais de Fourier, tem-se (Ferreira, 2008):

$$u_f = \int_0^\infty (\alpha' \cos \omega t + \beta' \sin \omega t) d\omega \quad (5.13)$$

$$u_p = \int_0^\infty \eta [\alpha' \cos(\omega t + \beta) + \delta' \sin(\omega t + \beta)] d\omega \quad (5.14)$$

onde ω é a frequência dos vórtices do fluido. Através da equação (5.) é possível verificar que o *feedback* da partícula à turbulência do fluido está desfasado de β e com uma amplitude corrigida por um factor η (rácio de amplitude), inferior à unidade, sendo:

$$\eta = [1 + f_1(\omega)]^2 + f_2^2(\omega) \quad (5.15)$$

e:

$$\beta = \tan^{-1} \left(\frac{f_2}{1 + f_1} \right) \quad (5.16)$$

onde:

$$f_1(\omega) = \frac{\omega(\omega + a_3\sqrt{\pi\omega/2})(a_2 - 1)}{(a_1 + a_3\sqrt{\pi\omega/2})^2 + (\omega + a_3\sqrt{\pi\omega/2})^2} \quad (5.17)$$

e:

$$f_2(\omega) = \frac{\omega(a_1 + a_3\sqrt{\pi\omega/2})(a_2 - 1)}{(a_1 + a_3\sqrt{\pi\omega/2})^2 + (\omega + a_3\sqrt{\pi\omega/2})^2} \quad (5.18)$$

Nas suas investigações, Lee & Durst (1979) verificaram que, se $\eta = 1$ o movimento da partícula é totalmente controlado pela difusão turbulenta. Por outro lado, se $\eta = 0$, a partícula não é afectada pela turbulência do fluido. Deste modo, a partícula deverá ter, idealmente, um valor de $\eta \approx 1$ para que seja adequada como “traçador” de fluido. Após um olhar atento às equações anteriores, é fácil perceber que o rácio de amplitude η , para uma dada frequência dos vórtices, é controlado pelo diâmetro e massa volúmica da partícula e pela massa volúmica e viscosidade do fluido. Se a razão entre as massas volúmicas da partícula e do fluido for igual à unidade ($\rho_p/\rho_f = 1$), então as partículas seguem fielmente o escoamento, independentemente do seu tamanho. Concluindo, a razão de densidades e o diâmetro da partícula são os factores de maior peso no valor do rácio de amplitude.

5.1.5. Configuração do LDA

O sistema LDA utilizado neste trabalho permite a medição 2D da velocidade do fluido, ou seja, segundo duas orientações ortogonais. Para isso, utiliza-se um sistema de duas cores,

uma para cada par de feixes laser. A Figura 5.6 mostra os componentes que constituem o sistema LDA. Os pares de feixes estão orientados de forma perpendicular (formando um ângulo de 90° entre si), produzindo dois conjuntos de franjas. Estes são formados a partir de um laser de hélio-néon com uma potência de 10 mW que é filtrado em dois comprimentos de onda dominantes: azul ($\lambda=488$ nm) e verde ($\lambda=532$ nm), sendo cada uma das cores usada para a medição numa componente ortogonal.

Os feixes são focados no volume de controlo através de uma lente situada na zona frontal da sonda (*Dantec Flowlite 2D*). A luz difractada pelas partículas é então recolhida pela mesma sonda, através de uma lente de receptora com uma distância focal de 160 mm, que a encaminha para um cabo de fibra óptica (o mesmo que é usado para conduzir o feixe até à sonda antes de ser difractado) situado no terminal da referida sonda. Esta fibra óptica, cujo diâmetro activo é de 80 μm , desempenha o papel de máscara (*pinhole*), filtrando a luz recolhida e permitindo apenas a passagem de luz proveniente do volume de controlo, melhorando o SNR. Como a configuração deste sistema LDA é em *back scatter*, a sonda funciona (simultaneamente) como unidade emissora e receptora, estando montada numa mesa de coordenadas, controlando-se com precisão a posição dos feixes laser. A Figura 5.7 mostra esquematicamente a configuração desta unidade.

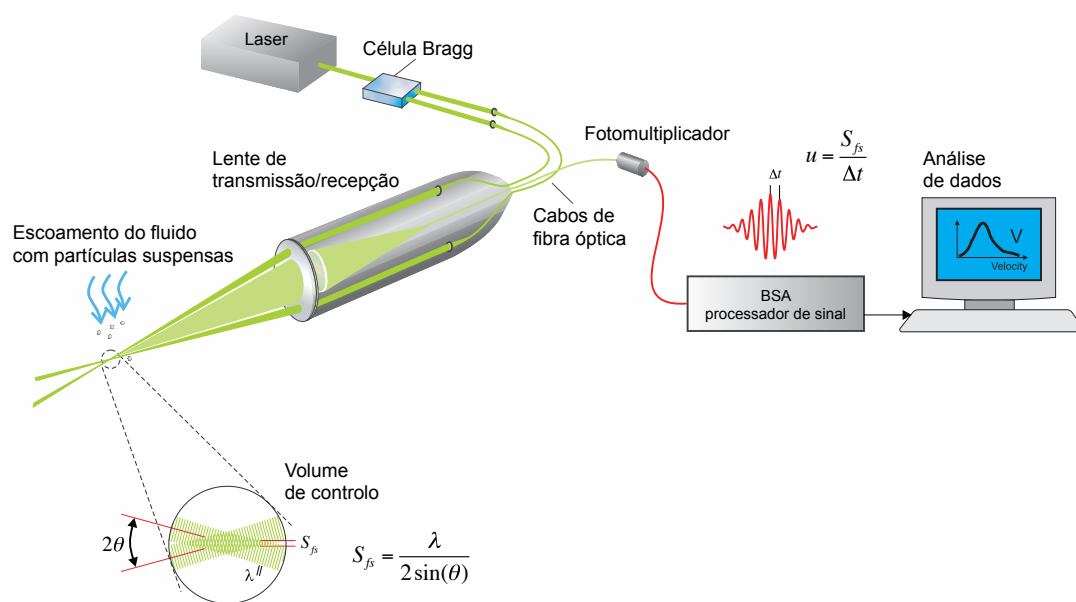
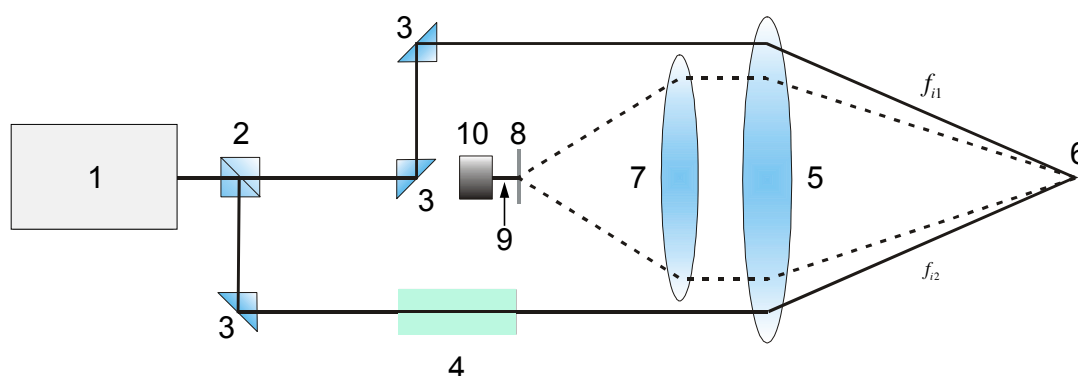


Figura 5.6 - Representação esquemática do sistema LDA (*Back Scatter*) (Adaptado de DANTEC DYNAMICS, 2006)



- | | | |
|-------------------------|--------------------------|------------------------------|
| 1 – Laser de hélio-néon | 5 – Lente de transmissão | 9 – Fibra óptica de recepção |
| 2 – Divisor de feixes | 6 – Volume de controlo | 10 – Fotomultiplicador |
| 3 – Prisma | 7 – Lente de recepção | |
| 4 – Célula de Bragg | 8 – Filtro | |

Figura 5.7 - Representação esquemática da unidade óptica de transmissão/recepção (sonda) (Adaptado de Araújo, 2004)

A certeza quanto ao sentido do escoamento é garantida graças a uma *frequency shift* na ordem dos 40 MHz introduzida por uma célula de Bragg num dos feixes de cada cor. Os sinais eléctricos criados pelo fotomultiplicador são enviados para o processador de sinal BSA, que envia os resultados para o computador, possibilitando a sua análise e observação. Os parâmetros de aquisição de dados e processamento estatístico são controlados pelo software integrado *Dantec BSA Flow*, que permite uma fácil e intuitiva utilização do sistema LDA.

5.2. Medição de pressões

A pressão é uma propriedade derivada a partir de uma força por uma unidade de área. A medição de pressões revelou-se uma técnica de extrema importância na obtenção dos resultados práticos, permitindo a calibração da leitura correcta, no rotâmetro, do caudal de ar injectado às condições de ensaio. A utilização de um micromanómetro Betz permitiu, também, confirmar a ocorrência de uma depressão ao nível da garganta da tubeira ensaiada. Os manómetros são instrumentos passivos que fornecem indicação visual rápida dos valores de pressão. Existem diversos tipos de manómetros. Nesta secção serão apresentados os manó-

metros utilizados na aquisição de valores de pressão neste trabalho: o manómetro de Bourdon e o micromanómetro de Betz.

5.2.1. Manómetro de Bourdon

O manómetro de Bourdon, ilustrado na Figura 5.8 é, provavelmente, o sensor de pressão mais popular. É um tipo de sensor de pressão elástico que converte pressão num deslocamento. Consiste num tubo metálico (feito, normalmente, em aço ou latão) de secção oval ou elíptica, flexível e em forma de C, sendo fixo numa das extremidades e livre na outra, que se encontra ligada a um tubo onde circula o fluido cuja pressão se pretende determinar. A variação de pressão do fluido provoca um deslocamento na extremidade livre, de modo a que um aumento da pressão tende a transformar a secção oval em circular. Este deslocamento é, então, medido com o auxílio de um ponteiro sobre uma escala graduada ou mostrador digital (Morris & Langari, 2011).

A sua popularidade deve-se, em parte, ao seu custo reduzido, à possibilidade de medição de pressão em gases e líquidos e à gama alargada de pressões que permite medir.

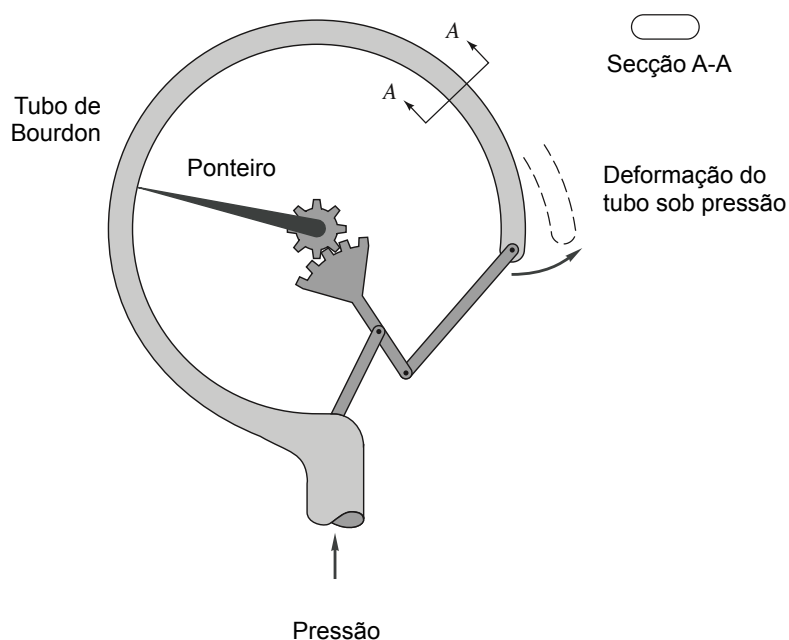
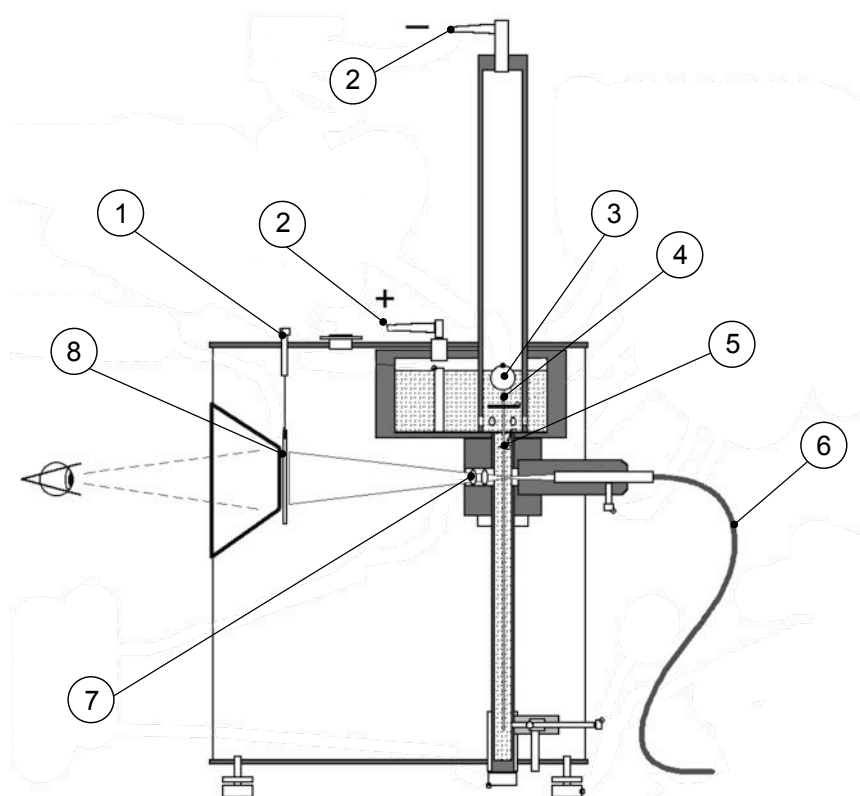


Figura 5.8 - Esquema de funcionamento de um manómetro de Bourdon (Adaptado de White, 1998)

5.2.2. Micromanómetro de Betz

O micromanómetro de Betz (Figura 5.9) é um instrumento de medição para baixas pressões de gás ou diferenciais de pressão com grande precisão. Baseia-se, essencialmente, num manómetro de tubo em J, no qual uma diferença de pressão resulta numa variação do nível do fluido. O nível do fluido é medido através de uma escala flutuante de vidro (em Pascal), cuja imagem (ampliada cerca de 25x) é projectada num ecrã que possui uma graduação de Vernier, de modo a permitir interpolações precisas. O sistema óptico é iluminado por uma fonte de luz. Este manómetro permite a monitorização contínua de diferenças de pressão extremamente pequenas (Franz Durst, 2008).



- | | | |
|--|------------------------|-------------------|
| 1 – Ajuste a zero | 3 – Flutuador de vidro | 6 – Fonte de luz |
| 2 – Tomadas para pressões
positivas e negativas | 4 – Escala de vidro | 7 – Objectiva |
| | 5 – Guia da escala | 8 – Ecrã graduado |

Figura 5.9 - Representação esquemática de um micromanómetro de Betz (Adaptado de ACIN INSTRUMENTS)

5.3. Medição de caudais

Muitas das vezes é necessário medir o caudal mássico ou volúmico que passa através de uma tubagem. Exemplo disso foi a necessidade de medir a quantidade de ar injectado nos ensaios experimentais efectuados, de modo a determinar a diferença entre o caudal de saída e o de entrada. A medição de caudal consiste na quantificação da taxa de escoamento de uma substância, quanto à sua massa ou volume por unidade de tempo.

Em aplicações laboratoriais e até mesmo na indústria, um dos caudalímetros mais frequentemente utilizados é o rotâmetro (Morris & Langari, 2011). A Figura 5.10 mostra uma representação esquemática de um rotâmetro. Este permite a medição do caudal volúmico de um escoamento que por ele passa, graças a um flutuador que, sob acção do escoamento, move-se verticalmente para cima num tubo cónico até encontrar uma posição de equilíbrio entre a força que actua sobre ele e o seu próprio peso, para um determinado caudal. Atingida a posição de equilíbrio, o caudal pode ser lido através de uma escala graduada. A imprecisão varia entre os $\pm 5\%$ para os modelos mais baratos, podendo chegar aos $\pm 0,5\%$ para as versões mais caras. Uma vez que o rotâmetro mede o caudal volúmico, é necessário fazer a correcção

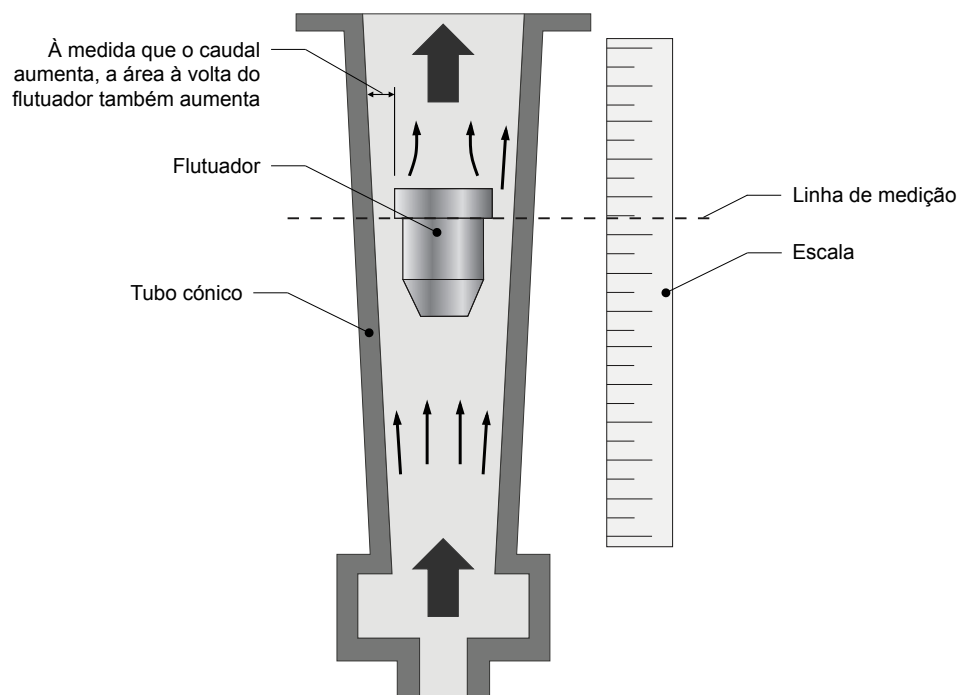


Figura 5.10 - Diagrama esquemático de um rotâmetro

do caudal lido para a pressão e temperatura de utilização a partir de valores de referência. Esta correcção é feita através da seguinte fórmula:

$$Q_0 = Q_n \sqrt{\frac{p_n T_0}{p_0 T_n}} \quad (5.9)$$

onde Q_0 , p_0 e T_0 são as condições de referência e Q_n , p_n e T_n as condições de utilização.

A gama de medição pode ser alterada utilizando flutuadores de diferentes tamanhos. O rotâmetro fornece, assim, uma expedita medição visual do caudal (White, 1998).

ANÁLISE E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

Neste capítulo são apresentados os resultados da simulação numérica feita aos modelos matemáticos criados e enunciados anteriormente, bem como os resultados obtidos a partir dos ensaios feitos à tubeira (com os diversos comprimentos de garganta) e à flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto. É ainda apresentada uma simulação CFD do comportamento de um jacto que penetra um venturi e, por fim, uma análise paramétrica aos modelos criados, de modo a avaliar a influência de alguns parâmetros (variação do tipo de combustível, diâmetro do injector, variação do caudal injectado, etc.) na quantidade de ar arrastado pelo jacto.

6.1. Arrastamento de ar provocado por um jacto

O fenómeno de arrastamento de ar ambiente, inicialmente em repouso, por um jacto que emerge de um injector foi anteriormente abordado e estudado nos Capítulos 2 e 3. Nesta

subsecção será feita a simulação numérica das soluções apresentadas por Schlichting (1979) e Beér e Chigier (1983), bem como o modelo da integração das velocidades axiais, apresentado na secção 3.2. A Tabela 6.1 resume as propriedades dos fluidos utilizados nas simulações.

Tabela 6.1 - Propriedades físicas dos fluidos utilizados nas simulações [FONTE: WOLFRAM ALPHA]

Fluido	Temperatura [°C]	Pressão absoluta [bar]	Massa volúmica [kg/m ³]	PCI [MJ/kg]	Viscosidade dinâmica [kg/m.s]	Viscosidade cinemática [m ² /s]
Ar	20	1,013	1,204	-	$1,82 \times 10^{-5}$	$1,51 \times 10^{-5}$
Propano	20	1,037	1,909	46,357	$8,00 \times 10^{-6}$	$4,19 \times 10^{-6}$

Este ensaio teórico pretende simular o arrastamento de ar por um jacto de propano, idêntico ao encontrado no queimador de um esquentador, assumindo que se trata de um jacto livre.

A Tabela 6.2 apresenta as características de um esquentador a propano de 19 kW, o qual serviu de exemplo e base de cálculo.

Tabela 6.2 - Características de um esquentador a propano

	Potência [kW]	Número de injectores	Diâmetro interno do injector [mm]	Área interno do injector [mm ²]
Esquentador	19	12	0,75	0,4418

O caudal mássico consumido pelo esquentador, \dot{m}_{total} , é dado por:

$$\dot{m}_{total} = \frac{P}{PCI} \quad (6.1)$$

Dividindo pelo número de injectores, obtém-se o caudal mássico por injector, \dot{m}_{inj} :

$$\dot{m}_{inj} = \frac{\dot{m}_{total}}{N^{\circ} \text{ injectores}} \quad (6.2)$$

A velocidade de injeção, U_{inj} , é conseguida através de:

$$U_{inj} = \frac{\dot{m}_{inj}}{\rho_{fuel} A_{inj}} \quad (6.3)$$

onde ρ_{fuel} é a massa volúmica do combustível e A_{inj} a área transversal do orifício do injector.

O regime de escoamento do jacto é definido pelo número de Reynolds, Re :

$$Re = \frac{\rho_{fuel} U_{inj} d_{inj}}{\mu_{fuel}} \quad (6.4)$$

sendo d_{inj} o diâmetro interno do injector e μ_{fuel} a viscosidade dinâmica do combustível.

As características do jacto de combustível são apresentadas na Tabela 6.3.

Tabela 6.3 - Resumo das características do jacto de combustível

	Caudal mássico [kg/s]	Velocidade à saída do injector [m/s]	Número de Reynolds	Regime de escoamento
Jacto de combustível	$3,4155 \times 10^{-5}$	40,5	7243	Turbulento

Devido, essencialmente, à elevada velocidade de injeção e ao diâmetro reduzido do injector, o número de Reynolds situa-se nos 7243, como $Re > 4000$, o regime de escoamento do jacto de combustível é turbulento.

Com base nos dados das Tabelas Tabela 6.1 e Tabela 6.4, procedeu-se à simulação numérica dos modelos anteriormente referidos. Foi feita a previsão para um conjunto de 40 posições axiais, de 1 a 40 *mm* a jusante do injector. A solução proposta por Schlichting (1979) é uma solução relativamente rápida e directa de obter o caudal volúmico do ar arrastado. Necessita apenas da quantidade de movimento, J , dado pelo produto entre a velocidade e o caudal mássico de injeção, do momento cinemático, K , dado pela razão entre a quantidade de movimento e a massa volúmica e da posição axial. Obtido o caudal mássico, este é multiplicado pela massa volúmica, resultando o caudal mássico. Por sua vez, a solução de Beér e Chigier (1983), propõe que a quantidade de ar arrastado depende do caudal do fluido injectado, da razão entre as massas volúmicas dos fluidos em contacto e da razão adimensional entre a distância a jusante do injector e o diâmetro do mesmo. Todavia, segundo o autor, este modelo apenas é válido para razões $x/D > 18$. Neste caso, a obtenção do caudal mássico de ar é directo. Finalmente, testou-se um outro método de obtenção da quantidade de ar: o da integração dos perfis de velocidade. Este é um procedimento, deveras mais complexo e moroso, de obter a quantidade de ar arrastado, uma vez que depende de um

maior número de variáveis e cálculos. Uma vez que a precisão dos resultados da integração depende do tamanho dos intervalos escolhidos, o número de cálculos será tanto maior quanto maior for a precisão pretendida. O limite da integração, numa determinada posição axial, é atingido quando a velocidade axial nesse ponto é nula, quase nula ou considerada desprezável, não influenciando (em demasia) o valor do caudal.

A Tabela 6.4 apresenta os valores dos caudais mássicos de ar obtidos por aplicação das três soluções mencionadas, para algumas posições axiais.

Tabela 6.4 – Caudal mássico de ar arrastado por um jacto livre segundo três modelos distintos

Posição axial [mm]	Schlichting		Beér & Chigier		Integração dos perfis de velocidade	
	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$
1	$4,1371 \times 10^{-4}$	12,11	$1,1568 \times 10^{-5}$	0,34	$8,8717 \times 10^{-6}$	0,26
5	$9,2507 \times 10^{-4}$	27,08	$5,7842 \times 10^{-5}$	1,69	$4,7605 \times 10^{-5}$	1,39
10	$1,3083 \times 10^{-3}$	38,30	$1,1568 \times 10^{-4}$	3,39	$1,1019 \times 10^{-4}$	3,23
15	$1,6023 \times 10^{-3}$	46,91	$1,7353 \times 10^{-4}$	5,08	$1,6527 \times 10^{-4}$	4,84
20	$1,8501 \times 10^{-3}$	54,17	$2,3137 \times 10^{-4}$	6,77	$2,1418 \times 10^{-4}$	6,27
25	$2,0685 \times 10^{-3}$	60,56	$2,8921 \times 10^{-4}$	8,47	$2,8230 \times 10^{-4}$	8,27
30	$2,2660 \times 10^{-3}$	66,34	$3,4705 \times 10^{-4}$	10,16	$3,4204 \times 10^{-4}$	10,01
35	$2,4475 \times 10^{-3}$	71,66	$4,0490 \times 10^{-4}$	11,85	$3,8783 \times 10^{-4}$	11,35
40	$2,6165 \times 10^{-3}$	76,61	$4,6274 \times 10^{-4}$	13,55	$4,4146 \times 10^{-4}$	12,92

Observando a Tabela 6.4, percebe-se que os caudais obtidos pela solução de Schlichting são imensamente superiores aos obtidos pelas outras soluções. Por outro lado, a solução de Beér e Chigier devolve valores muito próximos dos obtidos através da integração das velocidades axiais, com diferenças no rácio ar/combustível sempre na casa das décimas de unidade. No gráfico da Figura 6.1 é possível observar o comportamento dos modelos ao longo da distância ao injector.

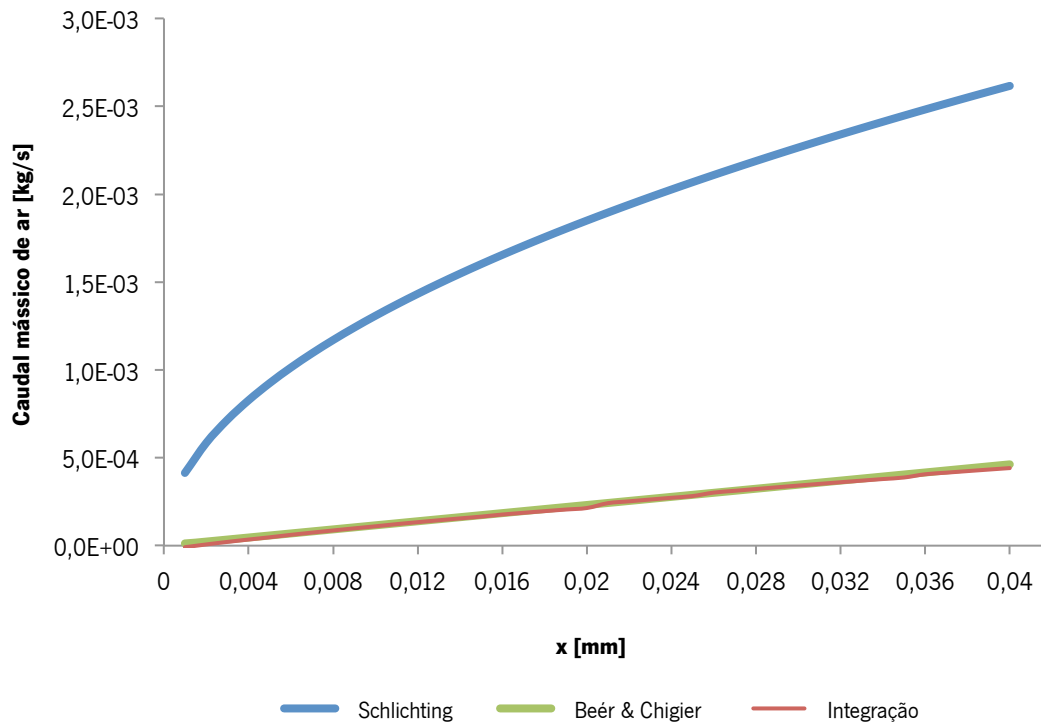


Figura 6.1 - Gráfico da variação do caudal de ar arrastado por um jacto livre de propano a jusante do injector

Analisando o gráfico acima, é notória a grande semelhança entre os resultados obtidos pelos modelos de Beér e Chigier e da integração, mesmo na região não válida para o primeiro modelo ($x/D < 18$). Esta coincidência de resultados contrasta com a grande discrepância do modelo de Schlichting que, como se pode ver pelo gráfico, apresenta valores muito superiores. Os rácios ar/combustível obtidos por esta solução, fazem crer que esta não é uma aproximação muito correcta pois, por exemplo, a uma distância de 5 mm do injector a massa de ar arrastado é cerca de 27 vezes superior à de combustível. O gráfico mostra, ainda, que os modelos coincidentes possuem um comportamento linear, o que já seria de prever a partir das suas fórmulas, onde é possível verificar que o caudal varia de forma directamente proporcional à distância ao injector.

6.2. Influência de uma tubeira no arrastamento de ar provocado por um jacto

De modo a compreender a influência de um bocal de entrada seguido de uma garganta, à semelhança do que acontece com um venturi no arrastamento de ar ambiente por um jacto, procedeu-se à actividade experimental secundária descrita na secção 4.2.

Os parâmetros de ensaio medidos são descritos na Tabela 6.5. A determinação do caudal volúmico medido pelo rotâmetro a partir das condições de referência do mesmo são conseguidas a partir da equação (5.9).

Tabela 6.5 - Condições de ensaio da actividade experimental secundária: *tubeira*

	Caudal (rotâmetro) [%]	Pressão (absoluta) [bar]	Temperatura [°C]	Caudal volúmico [m³/h]
Referência	100	4	20	1,96
Medição	30	3	20	0,68

As propriedades do ar utilizado nos ensaios (ar ambiente e ar injectado) são apresentadas na Tabela 6.6.

Tabela 6.6 - Propriedades físicas do ar utilizado no ensaio da tubeira [FONTE: WOLFRAM ALPHA]

Fluido	Temperatura [°C]	Pressão absoluta [bar]	Massa volúmica [kg/m³]	Viscosidade dinâmica [kg/m.s]	Viscosidade cinemática [m²/s]
Ar (ambiente)	20	1,013	1,204	$1,82 \times 10^{-5}$	$1,51 \times 10^{-5}$
Ar (injectado)	20	3	3,568	$1,82 \times 10^{-5}$	$5,10 \times 10^{-6}$

Foram feitas medições das velocidade axiais ao longo da secção transversal da tubeira para três casos: tubeira sem garganta; tubeira com garganta de 100 mm e 200 mm. Os perfis de velocidade obtidos são ilustrados nas Figuras 6.2, 6.3 e 6.4.

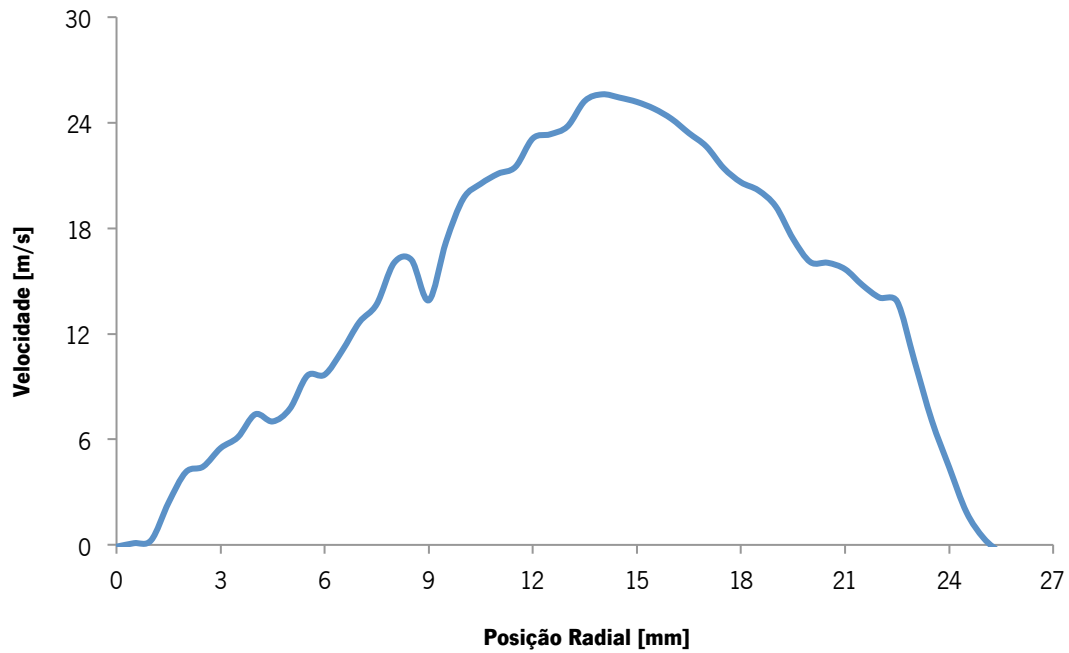


Figura 6.2 - Perfil de velocidades à saída da tubeira sem garganta

O perfil de velocidade da Figura 6.2 mostra que o escoamento à saída da tubeira simples ainda se encontra em desenvolvimento, não apresentando o comportamento típico de um escoamento turbulento dentro de uma conduta. A Figura 6.3 mostra o perfil de velocidades para a tubeira com garganta de 100 mm.

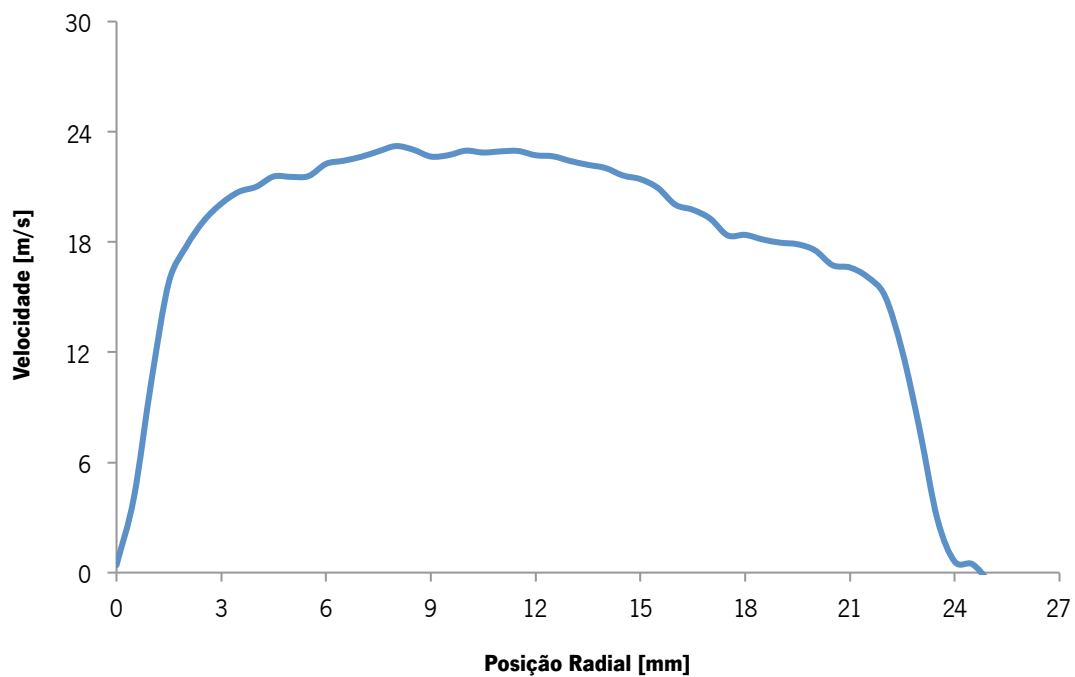


Figura 6.3 - Perfil de velocidades à saída da tubeira com garganta de 100 mm

Na Figura 6.3 é possível ver um perfil de velocidades de um escoamento turbulento, em forma de cartola, perfeitamente definido, cuja velocidade máxima (central) é menor que a obtida para o primeiro ensaio, sem garganta. Na Figura 6.4 está representado o perfil de velocidades para o último ensaio com uma garganta de 200 *mm*.

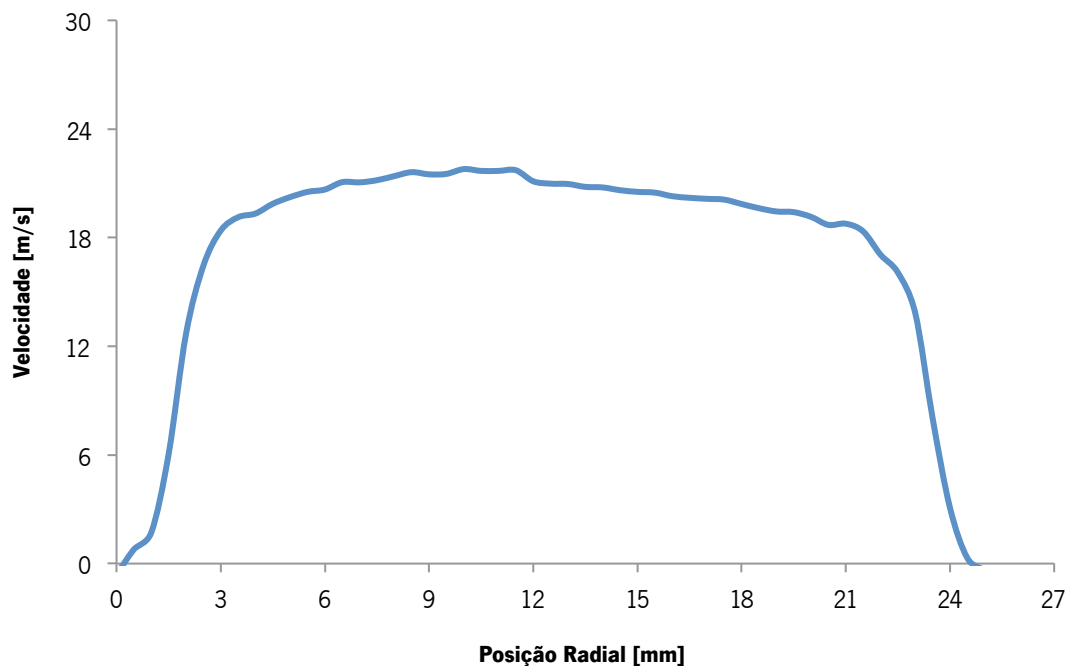


Figura 6.4 - Perfil de velocidades à saída da tubeira com garganta de 200 mm

Neste último perfil, verifica-se uma distribuição de velocidades quase perfeitamente simétrica, em forma de cartola, tal como no ensaio anterior, apresentando igualmente características turbulentas. A velocidade máxima, diminui, tal como se previa, possivelmente devido às perdas de carga distribuídas impostas pela garganta de maiores dimensões.

A partir das velocidade obtidas e aplicando o modelo da integração das velocidades axiais, é possível obter o caudal mássico que atravessa a secção final de cada um dos ensaios efectuados. Assim, adaptando a equação (3.24) a apenas meia circunferência (pois temos todas as velocidades ao longo da secção), tem-se:

$$\dot{V}_{anel} = \frac{U_x(y) + U_x(y+i)}{2} \times \Delta y \times \pi y \quad (6.5)$$

sendo o caudal volúmico total à saída da tubeira dado por:

$$\dot{V}_{total} = \sum \dot{V}_{anel} \quad (6.6)$$

O caudal mássico de ar arrastado pelo jacto é dado pelo produto da diferença entre o caudal total e o caudal injectado pela massa volúmica do ar às condições a que sai da tubeira:

$$\dot{m}_{ar} = \rho_{ar} (\dot{V}_{total} - \dot{V}_{injectado}) \quad (6.7)$$

Os resultados obtidos são apresentados na Tabela 6.7

Tabela 6.7 - Resultados da integração das velocidades axiais: *caudal de ar arrastado e rácio ar injectado/arrastado*

	$\dot{m}_{injectado}$ [kg/s]	\dot{V}_{ar} [m ³ /s]	\dot{m}_{ar} [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{injectado}$
Sem garganta	$6,7232 \times 10^{-4}$	$9,3694 \times 10^{-3}$	$1,1281 \times 10^{-2}$	15,78
Com garganta de 100 mm	$6,7232 \times 10^{-4}$	$1,0235 \times 10^{-2}$	$1,2323 \times 10^{-2}$	17,33
Com garganta de 200 mm	$6,7232 \times 10^{-4}$	$9,8880 \times 10^{-3}$	$1,1905 \times 10^{-2}$	16,71

Os resultados obtidos mostram que a quantidade de ar arrastado por um jacto que penetra uma tubeira (ou um venturi) não varia linearmente com o comprimento da garganta. Existe, pois, um comprimento ideal para o qual se obtém o maior rácio entre o fluido arrastado/injectado, tal como indicam os valores obtidos, onde o maior valor para este rácio é obtido para o comprimento intermédio, i.e., 100 mm. No entanto, a utilização apenas de um bocal de entrada simples (sem garganta) apresenta pior *performance* que a solução com garganta de grandes dimensões (200 mm).

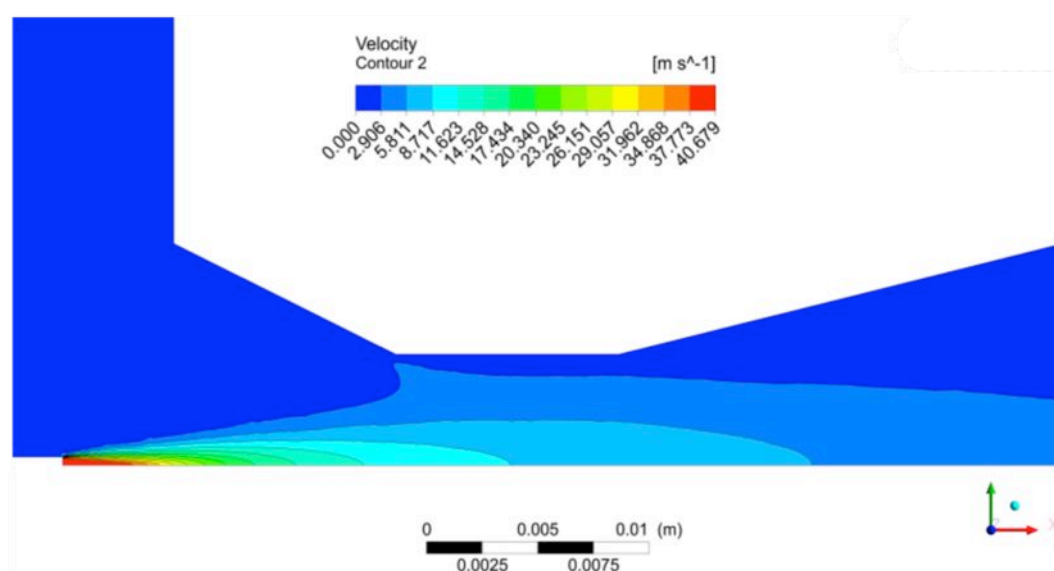
Outro objecto de estudo nestes ensaios foi a medição da depressão criada ao nível da tubeira, devido à contracção criada pelo bocal. Os resultados das medições efectuadas, utilizando um micromanómetro de Betz, são apresentadas na Tabela 6.8.

Tabela 6.8 - Pressões estáticas medidas no bocal de entrada da tubeira durante os ensaios

	Sem garganta	Com garganta de 100 mm	Com garganta de 200 mm
Pressão [Pa]	-55	-143	-110

Um estudo numérico computacional CFD levado a cabo por Oliveira, (2012) na qual foi simulado o escoamento de um jacto que penetra um venturi com diferentes tamanhos de garganta parece confirmar os valores obtidos através do ensaio experimental. Foram simuladas as distribuições de velocidade e pressão, quer do jacto, quer do ar arrastado, no *software Fluent da ANSYS*.

Nas Figuras 6.5, 6.6 e 6.7 são apresentados os resultados do investigador para um venturi com a seguinte configuração: bocal de entrada de 10 mm ; garganta de 10 mm ; difusor de 20 mm . Nas Figuras 6.8, 6.9 e 6.10, são apresentados os resultados para um venturi semelhante, mas com uma garganta de 30 mm . As condições de velocidade e dimensões do injectador são idênticas às do caso de um esquentador, i.e., injectador com diâmetro de 0,75 mm e velocidade de injeção de, aproximadamente, 41 m / s . As simulações apenas apresentam metade do sistema, ou seja, no caso do jacto, apenas meia circunferência.

**Figura 6.5** - Velocidade do jacto ao longo do venturi (garganta de 10 mm)

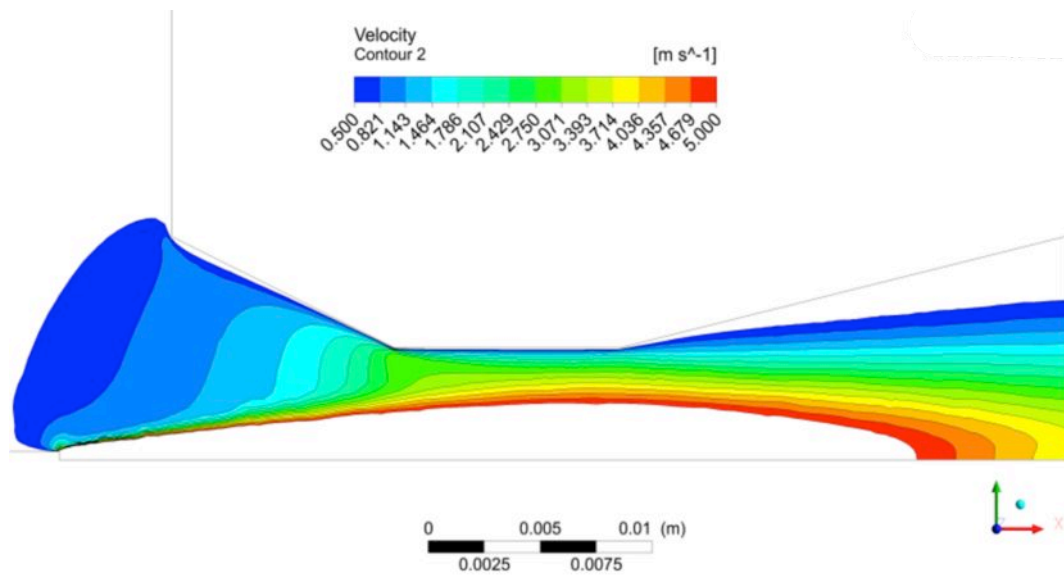


Figura 6.6 - Velocidades do ar ambiente arrastado ao longo do venturi (garganta de 10 mm)

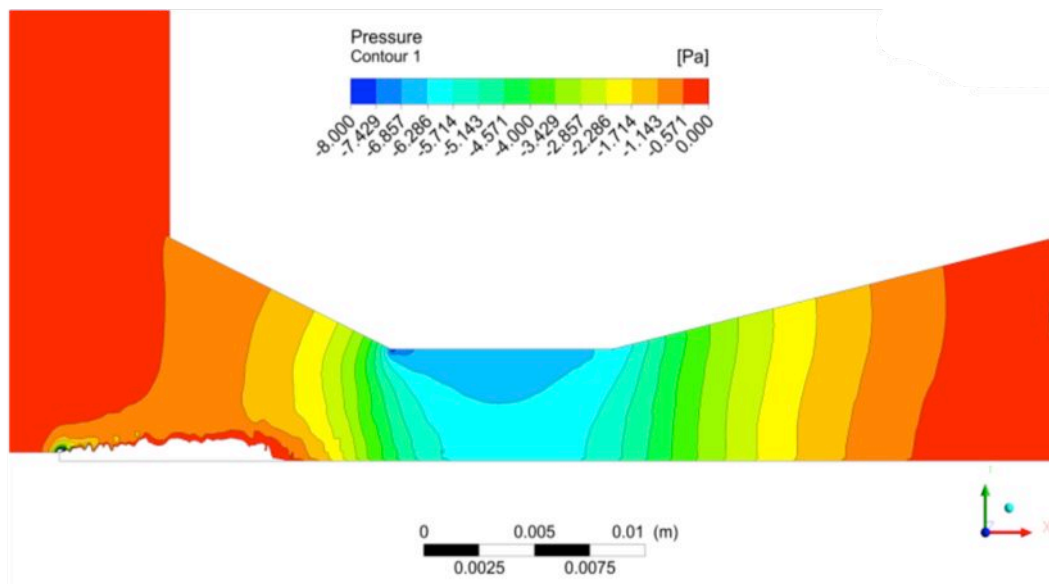


Figura 6.7 - Distribuição de pressões do ar arrastado ao longo do venturi (garganta de 10 mm)

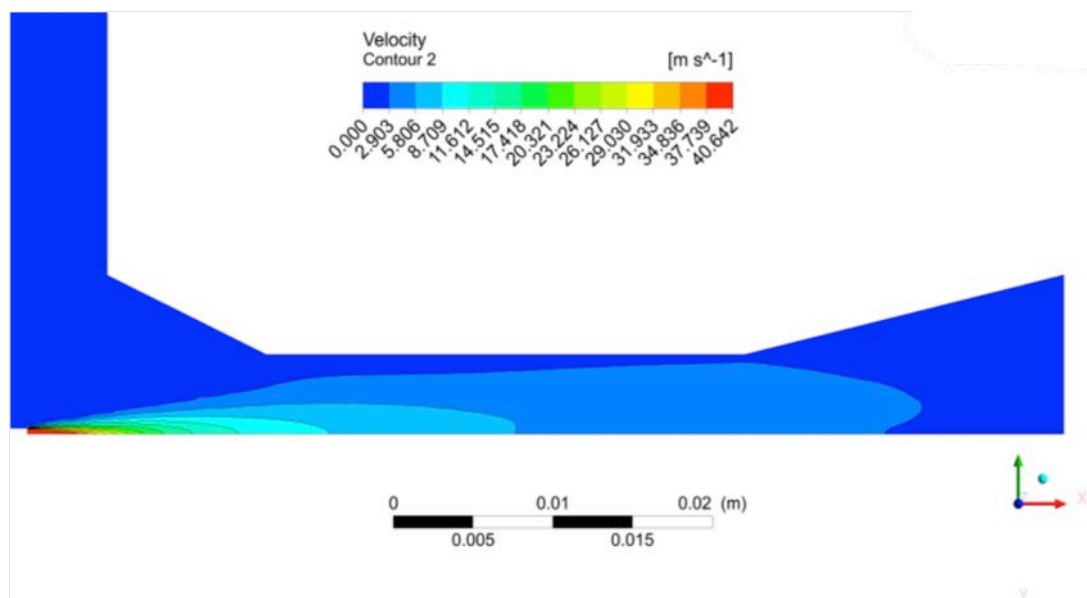


Figura 6.8 - Velocidade do jacto ao longo do venturi (garganta de 30 mm)

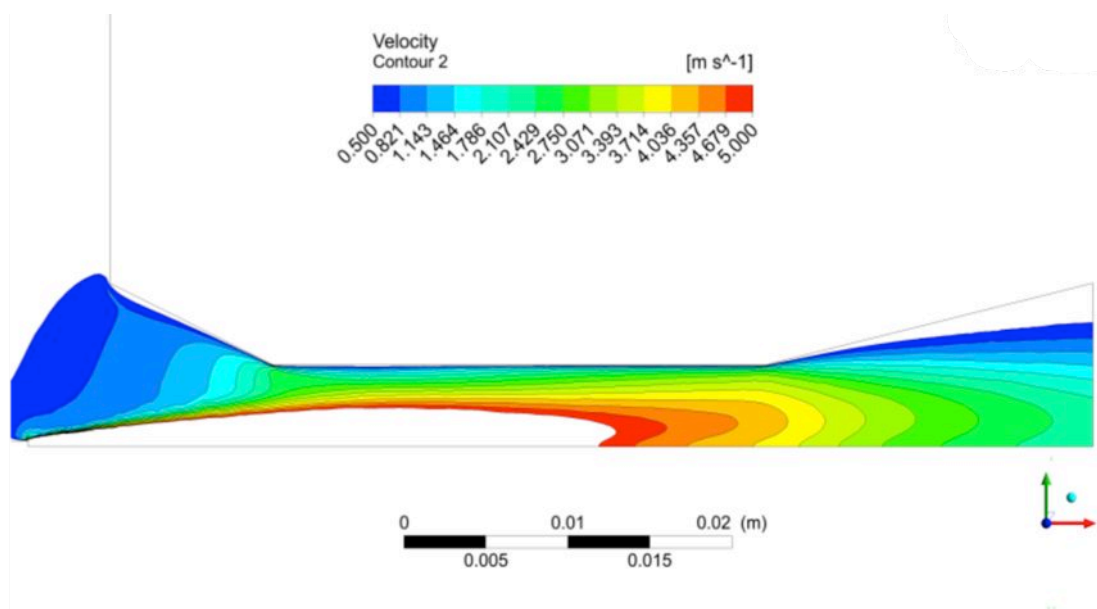


Figura 6.9 - Velocidades do ar ambiente arrastado ao longo do venturi (garganta de 30 mm)

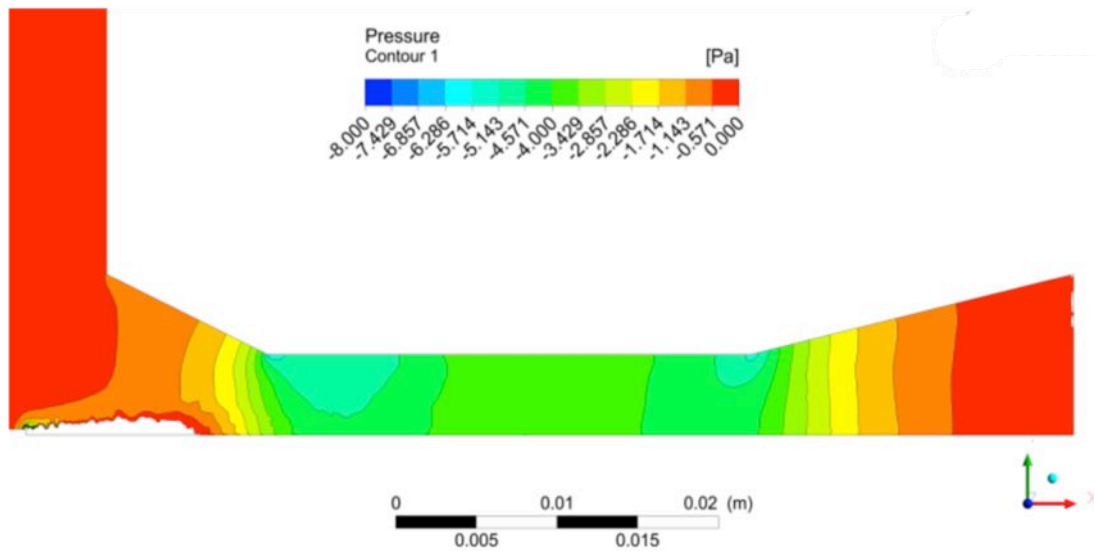


Figura 6.10 - Distribuição de pressões do ar arrastado ao longo do venturi (garganta de 30 mm)

Os restantes resultados da simulação encontram-se resumidos na Tabela 6.9.

Tabela 6.9 - Resultados obtidos através da simulação CFD

	Caudal injectado [m³/s]	Pressão no ponto médio [Pa]	Caudal de ar arrastado [m³/s]	$\dot{V}_{ar}/\dot{V}_{injectado}$
Garganta de 10 mm	$2,164754 \times 10^{-5}$	-6,301945	$3,653402 \times 10^{-4}$	16,88
Garganta de 30 mm	$2,164754 \times 10^{-5}$	-4,745459	$3,340043 \times 10^{-4}$	15,43

Analisando os resultados e valores obtidos, verifica-se que ocorre uma maior depressão ao nível da garganta para o venturi com garganta mais curta. Por isto, verifica-se igualmente que, tal como expectável, o venturi de menores dimensões produz um maior arrastamento de ar, face ao de maior comprimento. Estes dados vão ao encontro dos resultados obtidos através da actividade experimental, mostrando que, apesar de ser vantajoso a aplicação de uma garganta de modo a aumentar a *performance* do arrastamento de ar, o comprimento terá um limite óptimo, no qual é induzida a quantidade máxima de ar para as condições de operação.

6.3. Determinação da quantidade de ar arrastado numa flauta convencional

Após o estudo teórico e prático de um jacto livre e da influência de um venturi no arrastamento de ar, passou-se ao estudo do mesmo fenómeno, mas desta feita aplicado a uma flauta convencional, segundo o modelo apresentado na subsecção 3.3.1.

Foram feitas duas análises: uma simples, sem considerar perdas de carga e uma outra, mais elaborada, na qual foram incluídas as perdas de carga a que o escoamento está sujeito ao circular dentro do queimador.

Ambas as simulações assentam em princípios numéricos, sendo o caudal de ar obtido iterativamente através de folhas de cálculo ou programas escritos numa linguagem computacional, como por exemplo Fortran. A simulação teve em conta a utilização dos três tipos de combustíveis habitualmente utilizados em esquentadores e ar às condições PTN (Tabela 6.10).

Tabela 6.10 - Propriedades de alguns combustíveis utilizados em esquentadores [FONTE: Wolfram Alpha]

Combustível	Temperatura [°C]	Pressão absoluta [bar]	PCI [MJ/kg]	Massa volúmica [kg/m ³]	Viscosidade dinâmica [kg/m.s]	Viscosidade cinemática [m ² /s]
Propano	20	1,037	46,36	1,909	$8,01 \times 10^{-6}$	$4,27 \times 10^{-6}$
Butano	20	1,028	45,75	2,553	$7,28 \times 10^{-6}$	$2,85 \times 10^{-6}$
Gás Natural	20	1,013	46,58	0,79	$1,09 \times 10^{-5}$	$5,82 \times 10^{-6}$

Devido às diferentes propriedades físicas dos combustíveis, as condições de funcionamento de cada um são, também, diferentes, tal como mostra a Tabela 6.11.

Tabela 6.11 - Condições de funcionamento para os diferentes combustíveis

Combustível	Diâmetro do injector [mm]	Pressão absoluta [bar]	Velocidade de injeção [m/s]	Caudal mássico (19kW) [kg/s]
Propano	0,75	1,037	40,50	$3,4153 \times 10^{-5}$
Butano	0,72	1,028	33,37	$3,4684 \times 10^{-5}$
Gás Natural	1,25	1,013	35,06	$3,3992 \times 10^{-5}$

Para efeitos de cálculo, o ar ambiente foi considerado às condições PTN, cujas propriedades físicas podem ser consultadas na Tabela 6.6 (ar ambiente).

Os resultados obtidos para os modelos com e sem perda de carga são apresentados na Tabela 6.12.

Tabela 6.12 - Caudais mássicos de ar arrastado e rácio ar/combustível de uma flauta convencional

Combustível	Sem perda de carga		Com perdas de carga	
	Caudal mássico de ar [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$	Caudal mássico de ar [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$
Propano	$4,9225 \times 10^{-4}$	14,41	$4,2417 \times 10^{-4}$	12,42
Butano	$4,5614 \times 10^{-4}$	13,15	$3,9385 \times 10^{-4}$	11,36
Gás Natural	$4,4076 \times 10^{-4}$	12,97	$3,7700 \times 10^{-4}$	11,09

Segundo dados de um fabricante deste tipo de queimadores, o valor teórico (já comprovado experimentalmente pelo mesmo) para o coeficiente de excesso de ar desta flauta é de $\lambda = 0,7$. O coeficiente de excesso de ar define o excesso de ar presente numa determinada mistura em relação à quantidade estequiométrica. É o inverso da razão de equivalência, ϕ , e é definido como o quociente entre a massa de ar e a massa de combustível normalizado pelo mesmo quociente numa mistura estequiométrica. É dado pela seguinte expressão:

$$\lambda = \frac{1}{\phi} = \frac{\frac{m_{ar}}{m_{fuel}}}{\left(\frac{m_{ar}}{m_{fuel}}\right)_{esteq}} \quad (6.8)$$

Tabela 6.13 - Coeficientes de excesso de ar obtidos para o modelo com perdas de carga e valores teóricos (fabricante)

Combustível	$\left(\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}\right)_{esteq}$	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$	λ	$\lambda_{fabricante}$	Desvio [%]
Propano	15,65	12,42	0,794	0,7	13,4
Butano	15,5	11,36	0,733	0,7	4,7
Gás Natural	17,2	11,09	0,645	0,7	7,9

Os dados sintetizados na Tabela 6.13, mostram que os valores dos coeficientes de excesso de ar, obtidos numericamente para os diferentes combustíveis, são bastante próximos dos anunciados e validados pelo fabricante. Isto prova que o modelo matemático criado para descrever o fenómeno de arrastamento de ar ambiente (aeração) que ocorre durante o funcionamento de um queimador do tipo flauta traduz, de forma bastante razoável, o fenómeno real, representando desvios inferiores a 13,4%.

6.4. Determinação da quantidade de ar arrastado numa flauta com ancoramento da chama principal por chama piloto

À semelhança da flauta convencional, foi criado um modelo matemático que permite descrever o comportamento do escoamento da mistura ar-combustível, desde a injeção de combustível à descarga nos orifícios de chama para uma flauta de baixo NO_x com ancoramento de chama principal por chama piloto como a da Figura 2.24. Devido ao facto de se tratar de um queimador de baixas emissões, possui um design um pouco diferente, apesar de assentar nos mesmos princípios. A principal diferença reside na existência de dois orifícios de admissão de mistura (uma para mistura rica e outro para mistura pobre), pelo que foram criados modelos matemáticos independentes para cada orifício, tal como se descreveu na subsecção 3.3.2. Nesta secção é feita, em primeiro lugar, uma previsão teórica da quantidade de ar arrastado através do modelo matemático, seguindo-se a apresentação dos dados obtidos experimentalmente para as mesmas condições. Por fim é analisado, ainda, o comportamento das chamas, em especial o da chama secundária (piloto), observando de que forma contribui para a estabilização da chama principal.

6.4.1. Resultados teóricos

A simulação numérica do ar arrastado por uma flauta deste tipo foi realizada tendo em conta as condições apresentadas na Tabela 6.14 para os testes aos dois orifícios. Foi utilizado

ar como fluido injectado na análise teórica, de modo a ser possível comparar com os resultados práticos da actividade experimental descrita na secção 4.1.

Tabela 6.14 - Propriedades físicas do ar utilizado na simulação [FONTE: WOLFRAM ALPHA]

Fluido	Temperatura [°C]	Pressão absoluta [bar]	Massa volúmica [kg/m ³]	Viscosidade dinâmica [kg/m.s]	Viscosidade cinemática [m ² /s]
Ar (ambiente)	20	1,013	1,204	$1,82 \times 10^{-5}$	$1,51 \times 10^{-5}$
Ar (injectado)	20	1,4	1,664	$1,82 \times 10^{-5}$	$1,09 \times 10^{-5}$

As características do jacto de ar são apresentadas na Tabela 6.15

Tabela 6.15 - Resumo das características do jacto de combustível

	Velocidade à saída do injector [m/s]	Pressão absoluta [bar]	Caudal volúmico [m ³ /s]	Caudal mássico [kg/s]
Jacto (ar)	41,08	1,4	$1,673 \times 10^{-5}$	$2,783 \times 10^{-5}$

Os resultados obtidos para os modelos com e sem perda de carga, para ambos os orifícios, são apresentados na Tabela 6.16.

Tabela 6.16 - Caudais mássicos de ar arrastado e rácio ar/combustível de uma flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto

	Sem perda de carga		Com perdas de carga	
	Caudal mássico de ar [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{injectado}$	Caudal mássico de ar [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{injectado}$
Orifício principal	$6,8409 \times 10^{-4}$	24,58	$2,8060 \times 10^{-4}$	10,08
Orifício secundário	$2,1287 \times 10^{-4}$	7,65	$1,1076 \times 10^{-4}$	3,88

Observando os dados obtidos pela análise numérica, depressa se percebe a enorme perda de carga que esta flauta possui. Tal como seria de prever, para um mesmo jacto de entrada, a quantidade de ar arrastado que entra no orifício secundário é muito menor que a que penetra o orifício principal.

6.4.2. Resultados experimentais

Para validar o modelo desenvolvido e os resultados obtidos numericamente, procedeu-se à actividade experimental enunciada na secção 4.1. e subsecção 4.3.2. Os parâmetros de ensaio medidos para a injeção de ar são apresentados na Tabela 6.17. A determinação do caudal volúmico lido no rotâmetro a partir das condições de referência do mesmo são conseguidas a partir da equação (5.19).

Tabela 6.17 - Condições de ensaio da actividade experimental principal: *flauta*

	Caudal (rotâmetro) [%]	Pressão (absoluta) [bar]	Temperatura [°C]	Caudal volúmico [m³/h]	Caudal mássico [kg/s]
Referência	100	1,013	20	$9,500 \times 10^{-2}$	$9,500 \times 10^{-2}$
Medição	75	1,4	20	$6,022 \times 10^{-2}$	$2,783 \times 10^{-5}$

As propriedades do ar utilizado nos ensaios (ar ambiente e ar injectado) são as mesmas que as já utilizadas para o cálculo teórico (Tabela 6.14).

Os perfis de velocidade obtidos através da medição com o sistema LDA na cota mais baixa (o mais próximo possível da flauta) para os dois orifícios (principal e secundário), são apresentados nas Figuras 6.11 e 6.12. As figuras mostram a distribuição das velocidades ao longo da direcção longitudinal da cabeça da flauta (eixo dos XX) para vários planos longitudinais, desde o plano vertical de simetria da flauta até o extremo da mesma onde não existe escoamento. A posição $x = 0\text{ mm}$ refere-se ao extremo (transversal) da flauta, por cima dos orifícios de entrada, ao passo que a posição $x = 78\text{ mm}$ refere-se ao extremo oposto, imediatamente acima do cotovelo formado ao longo do percurso principal. O intervalo entre $y = 2\text{ mm}$ das medições feitas ao orifício principal e $y = 3,5\text{ mm}$ das medições feitas ao orifício secundário devem-se à inexistência de escoamento nesta zona, fruto da existência de uma fiada de orifício cegos, i.e., através dos quais não existe escoamento, tal como descrito na subsecção 2.4.2. e ilustrado na Figura 2.26(15). Esta cavidade permite criar um vórtice responsável por arrastar a chama piloto para a raiz da chama principal.

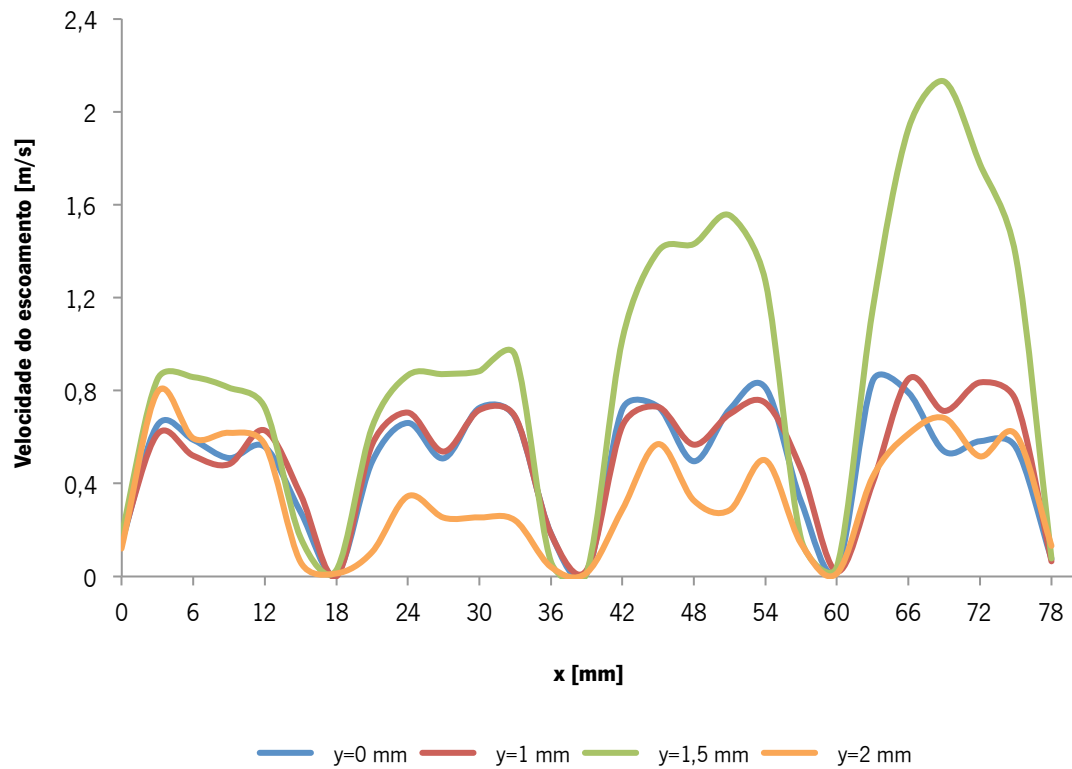


Figura 6.11 - Perfis de velocidade do escoamento do orifício principal

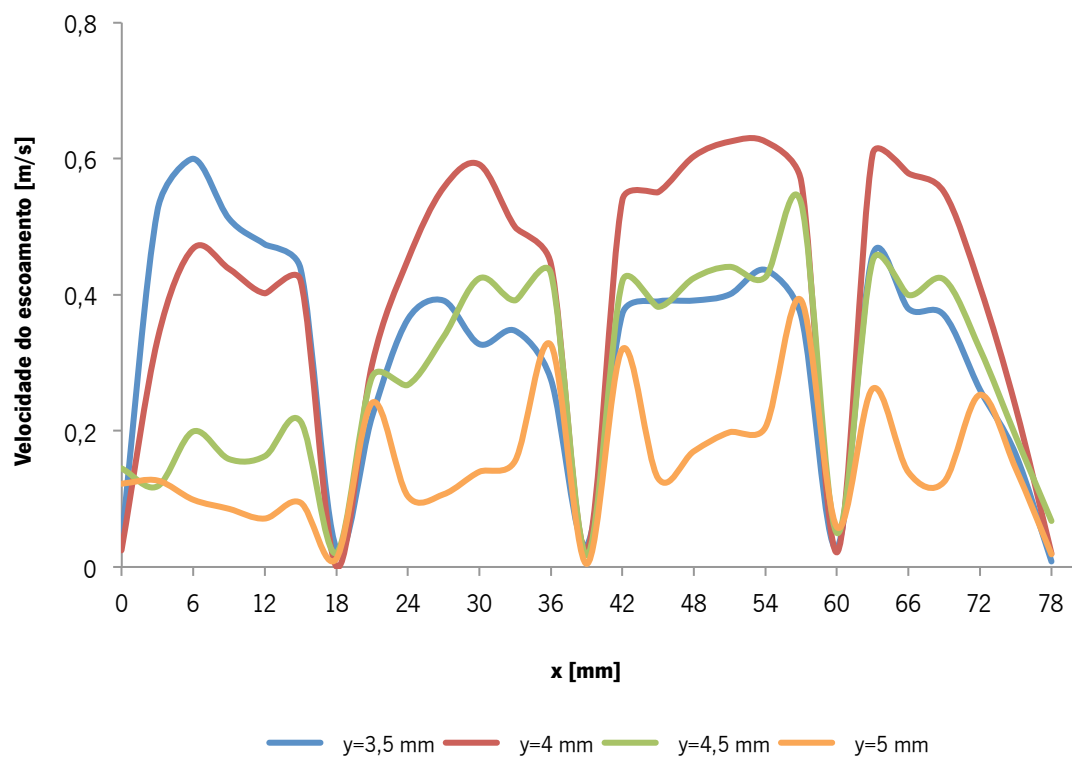


Figura 6.12 - Perfis de velocidade do escoamento ao orifício secundário

Analisando os gráficos das Figuras 6.11 e 6.12, observam-se quebras de velocidade periódicas, onde são atingidos valores muito próximos de zero. Este fenómeno deve-se à existência de separações físicas na flauta que limitam o comprimento dos orifícios de chama (quer primários, quer secundários), tal como se pode observar nas Figuras 2.24, 2.26 e 4.11.

Os perfis mostram ainda outra tendência. À excepção do perfil de velocidades do escoamento do orifício primário para $y = 2\text{ mm}$ e do perfil do escoamento do orifício secundário para $y = 3,5\text{ mm}$, a velocidade do escoamento é superior nas zonas imediatamente acima do cotovelo e vai diminuindo até ao extremo oposto. Isto pode ser explicado pela menor perda de carga e, consequentemente, maior facilidade que a mistura possui em sair da flauta vertical e directamente por cima do cotovelo, ao contrário do que acontece no outro extremo, onde a mistura tem maior dificuldade em chegar. Isto mostra que, apesar de bastante razoável, a flauta não possui uma distribuição perfeitamente uniforme da velocidade e pressão ao longo de toda a cabeça, levando a diferentes comportamentos de chama (instabilidades) ao longo da direcção longitudinal.

As medições apresentadas apenas se referem a metade da flauta, uma vez que a flauta é simétrica longitudinalmente, possuindo características idênticas em ambas as metades.

As velocidades obtidas permitem formar uma malha de pontos com intervalos definidos, tal como se pode observar na Figura 6.13. A partir desta malha, é possível integrar as velocidades, de forma a obter um caudal volúmico para cada intervalo:

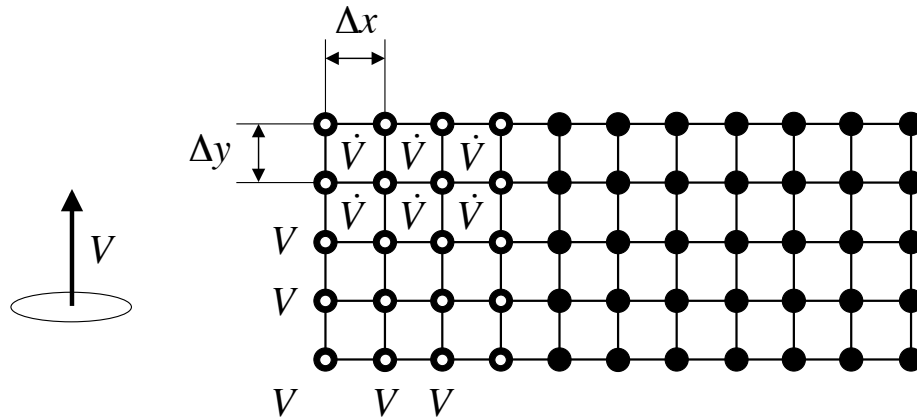
$$\dot{V}_{\text{unitário}} = \frac{U_z(x,y) + U_z(x+i,y)}{2} \times \Delta x \times \Delta y \quad (6.9)$$

sendo o caudal volúmico total à saída da flauta dado por:

$$\dot{V}_{\text{total}} = \sum \dot{V}_{\text{unitário}} \quad (6.10)$$

O caudal mássico de ar arrastado pelo jacto é dado pelo produto da diferença entre o caudal total e o caudal injectado pela massa volúmica do ar às condições a que sai da flauta (PTN):

$$\dot{m}_{\text{ar}} = \rho_{\text{ar}} (\dot{V}_{\text{total}} - \dot{V}_{\text{injectado}}) \quad (6.11)$$

**Figura 6.13** - Representação esquemática da malha de velocidades

Os resultados obtidos são apresentados na Tabela 6.18

Tabela 6.18 - Resultados da integração das velocidades à saída da flauta: *caudal de ar arrastado e rácio ar injectado/arrastado*

	$\dot{m}_{\text{injectado}}$ [kg/s]	\dot{V}_{ar} [m ³ /s]	\dot{m}_{ar} [kg/s]	$\dot{m}_{\text{ar}}/\dot{m}_{\text{injectado}}$
Orifício primário	$2,78337 \times 10^{-5}$	$2,39714 \times 10^{-4}$	$2,95567 \times 10^{-4}$	10,62
Orifício secundário	$2,78337 \times 10^{-5}$	$7,65162 \times 10^{-5}$	$9,43445 \times 10^{-5}$	3,39

Comparando os valores dos rácios ar/combustível da Tabela 6.18 com os da Tabela 6.16, é perceptível a enorme semelhança entre os resultados obtidos pelo modelo teórico e os da actividade experimental. Isto comprova a veracidade e robustez do modelo criado, permitindo fazer uma previsão do caudal de ar arrastado muito próxima do valor real para as condições e geometrias estabelecidas. Na tabela abaixo é possível analisar as diferenças entre os resultados.

Tabela 6.19 – Caudal mássico e rácio ar/combustível obtidos experimental e teoricamente

	Resultado teórico		Resultado experimental		Desvio [%]
	Caudal mássico de ar [kg/s]	$\dot{m}_{\text{ar}}/\dot{m}_{\text{injectado}}$	Caudal mássico de ar [kg/s]	$\dot{m}_{\text{ar}}/\dot{m}_{\text{injectado}}$	
Orifício principal	$2,8060 \times 10^{-4}$	10,08	$2,95567 \times 10^{-4}$	10,62	5,08
Orifício secundário	$1,1076 \times 10^{-4}$	3,88	$9,43445 \times 10^{-5}$	3,39	12,63

Através de técnicas fotográficas, foi possível visualizar o escoamento das misturas que dão origem às chamas principal e secundária. As Figuras 6.14 e 6.15, mostram o escoamento (mistura pobre) à saída dos orifícios de chama principais, onde é possível ver o seu aspecto laminar, bem como as quebras evidenciadas na Figura 6.11, criadas pelas separações metálicas que limitam o comprimento dos orifícios de chama. Na vista frontal, é perceptível que o caudal dos orifícios do lado direito (zona imediatamente por cima do cotovelo, do lado contrário ao da entrada de mistura) é ligeiramente superior ao dos orifícios do lado esquerdo, mostrando a não uniformidade da distribuição da mistura.



Figura 6.14 - Escoamento da mistura à saída dos orifícios de chama principais (vista frontal)

Na Figura 6.15 é ilustrada a vista de perfil do escoamento principal, mostrando-se bastante uniforme nos primeiros centímetros a jusante da descarga, mantendo um alargamento baixo enquanto pertence ao regime laminar.



Figura 6.15 - Escoamento da mistura à saída dos orifícios de chama principais (vista lateral)



Figura 6.16 - Escoamento da mistura à saída dos orifícios de chama secundários (vista frontal)



Figura 6.17 - Escoamento mistura à saída dos orifícios de chama secundários (vista lateral)

As Figuras 6.16 e 6.17 ilustram o escoamento da mistura (rica) à saída dos orifícios secundários que forma as chamas secundárias, responsáveis pelo ancoramento e estabilização da chama principal. Na Figura 6.16 observa-se um escoamento com aspecto laminar e bastante denso. As quebras induzidas pelas separações dos orifícios são menos definidas que as dos orifícios principais. Observando agora o perfil da Figura 6.17, é evidente o aspecto cónico formado pelo escoamento que flui desde os flancos para o centro da cabeça da flauta. Esta inclinação do escoamento em direcção à zona central deve-se principalmente à existência, tal como já referido, de um orifício cego entre os orifícios de chama principais e secundários que origina vórtices responsáveis por dirigir a chama piloto para a raiz da chama principal, contribuindo fortemente para a estabilização da mesma. Para isso contam a maior riqueza da mistura e menor velocidade do escoamento. Tratando-se este de um queimador de baixo NO_x , cuja chama principal é caracterizada por uma mistura bastante pobre, logo menos estável (com um coeficiente de excesso de ar em condições reais de $\lambda = 1,4$, segundo o fabricante), este é um mecanismo que se revela vital para o bom funcionamento do queimador.

Complementarmente, foram feitos gráficos tridimensionais dos perfis de velocidade

obtidos para as diferentes cotas: $Z=0\text{ mm}$; $Z=5\text{ mm}$; $Z=10\text{ mm}$ e $Z=25\text{ mm}$, ao longo de toda a cabeça da flauta. Isto permite compreender, de uma forma mais técnica, o comportamento do escoamento e, conseqüentemente, tirar ilações quanto à formação das chamas. Na Figura 6.18 é possível observar os perfis para a cota mais próxima da saída dos orifícios de chama ($Z=0\text{ mm}$), onde os perfis azulados representam o escoamento principal e os perfis em tons de fogo (amarelo a vermelho) o escoamento secundário. Nesta é perfeitamente visível

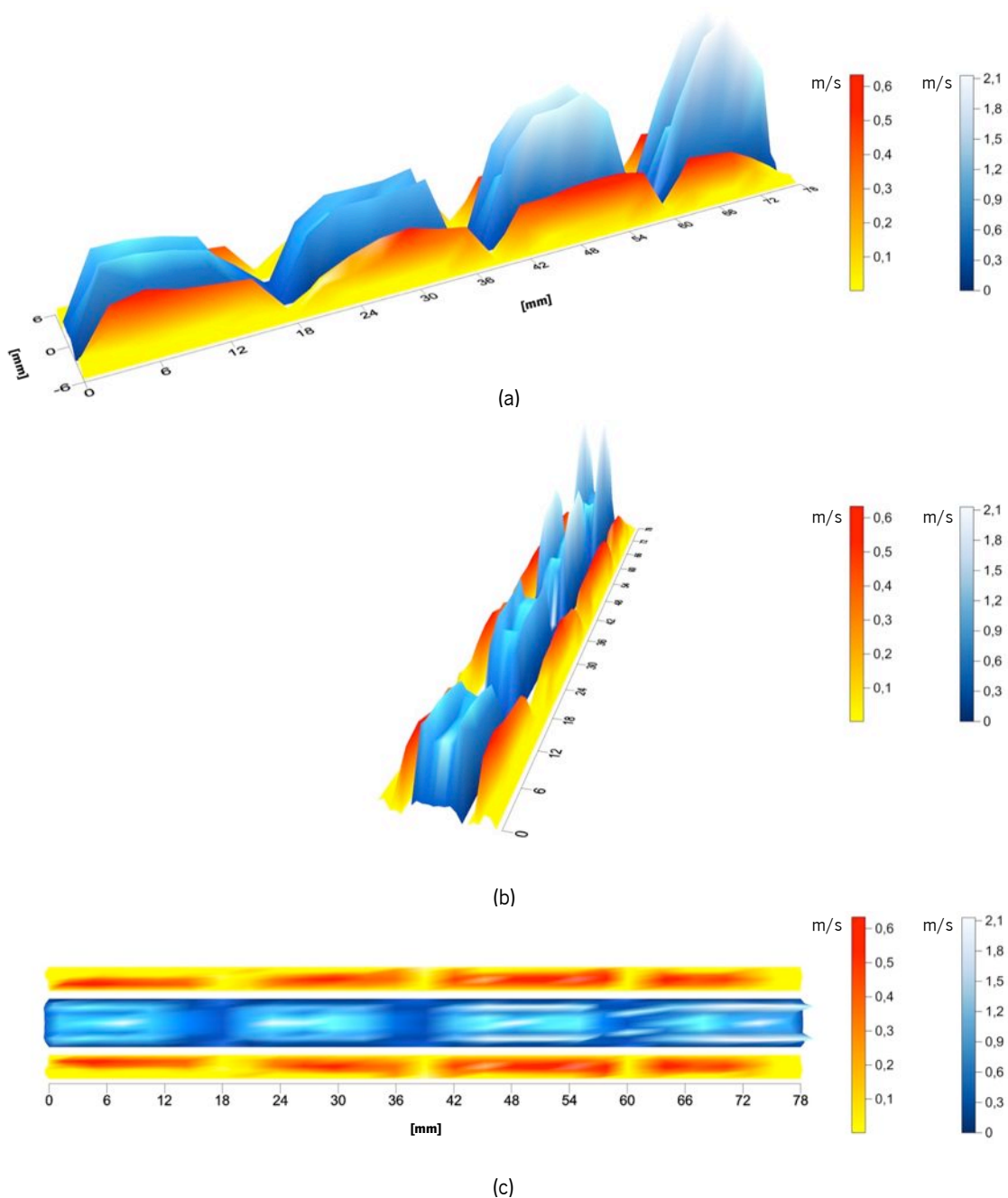


Figura 6.18 - Perfis de velocidade do escoamento das misturas (principal e secundária) à saída dos orifícios de chama para $Z=0\text{ mm}$: (a) vista frontal; (b) perspectiva; (c) vista de cima

a separação definida entre os dois tipos de escoamento (Figura 6.18c), bem como as quebras de velocidade periódicas, já anteriormente referidas, dividindo o escoamento em quatro “porções” respeitantes a cada módulo de orifícios de chama compreendidos entre as separações da cabeça da flauta. Verifica-se, ainda, a tendência decrescente da velocidade do escoamento principal à medida que se desloca para a esquerda, i.e., para a zona acima do orifício de entrada. Contrariamente, o escoamento secundário apresenta-se bastante uniforme ao longo de todo o comprimento. De notar que a velocidade deste escoamento é tendencialmente mais elevada junto à fronteira definida entre o mesmo e o escoamento principal, mostrando uma propensão direccional rumo ao centro.

Na Figura 6.19 são apresentados os perfis de velocidade para a cota $Z=5\text{ mm}$. Nesta é notória a aproximação do escoamento secundário ao principal, iniciando-se o contacto entre ambos. Isto vem confirmar a tendência direccional indiciada na cota anterior. O escoamento central apresenta uma distribuição de velocidades mais uniforme ao longo do comprimento, ao passo que o escoamento piloto possui uma distribuição idêntica, evidenciando apenas um ligeiro alargamento.

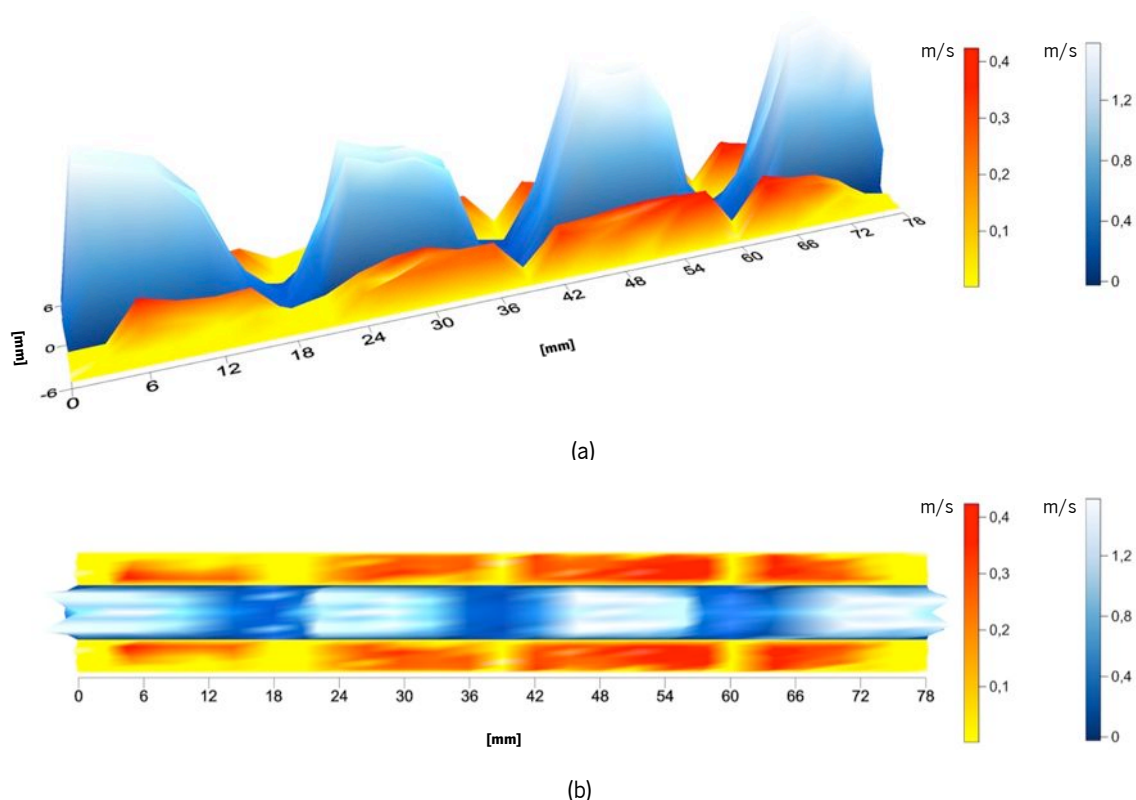


Figura 6.19 - Perfis de velocidade do escoamento das misturas (principal e secundária) à saída dos orifícios de chama para $Z=5\text{mm}$: (a) vista frontal; (b) vista de cima

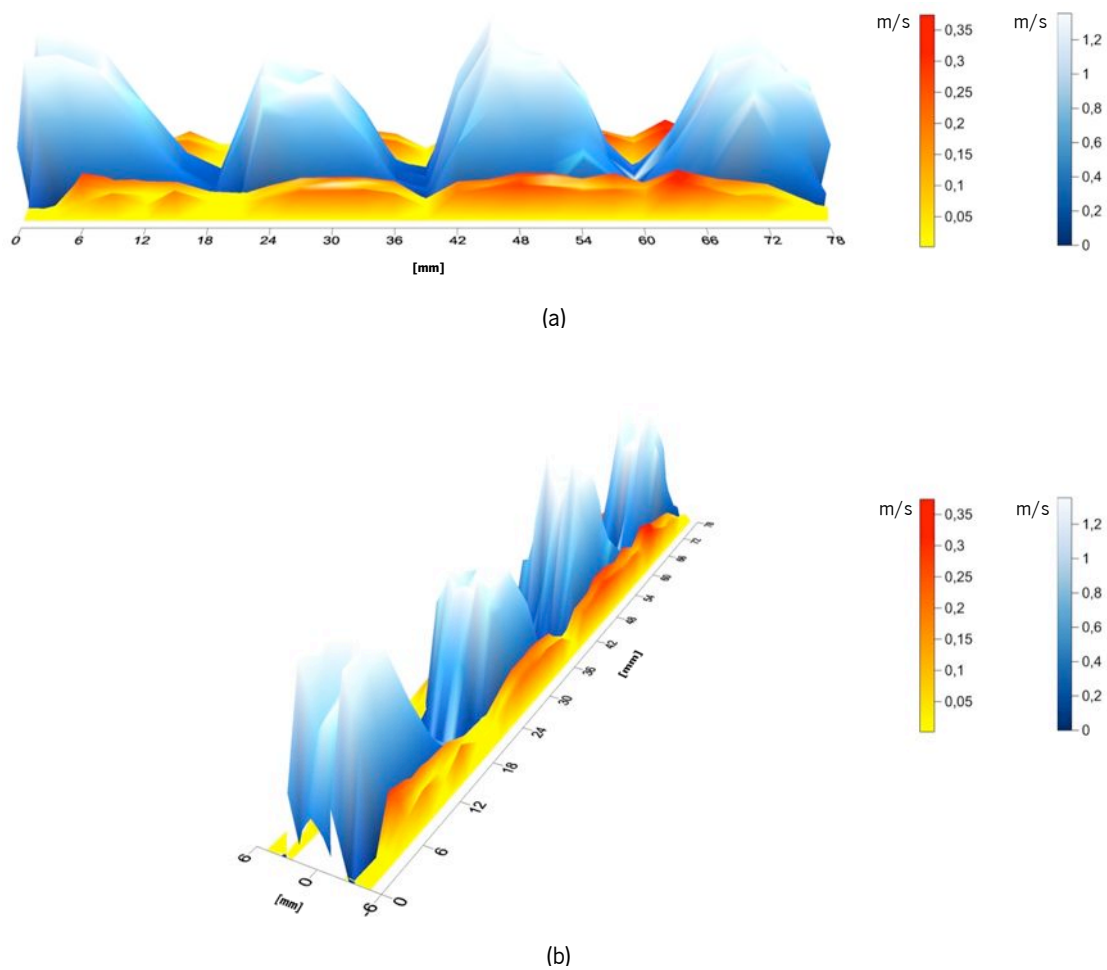


Figura 6.20 - Perfis de velocidade do escoamento das misturas (principal e secundária) à saída dos orifícios de chama para $Z=10\text{ mm}$: (a) vista frontal; (b) perspectiva

A Figura 6.20 mostra, mais uma vez, os perfis de velocidade, desta feita para a cota $Z=10\text{ mm}$. O comportamento é, em tudo, idêntico ao da Figura 6.19, verificando-se agora uma mistura entre os dois escoamentos, acompanhada de uma natural (embora pequena) redução da velocidade do escoamento.

Por fim, apresentam-se as velocidades para a cota da última medição, $Z=25\text{ mm}$. Na Figura 6.21 é evidente a clara tendência que as observações anteriores das contas inferiores tinham vindo a prever, mostrando uma quase total mistura dos escoamentos, acompanhada de um alargamento do escoamento central e afunilamento do escoamento proveniente dos flancos, tal como é nitidamente visível nas Figuras 6.15 e 6.16.

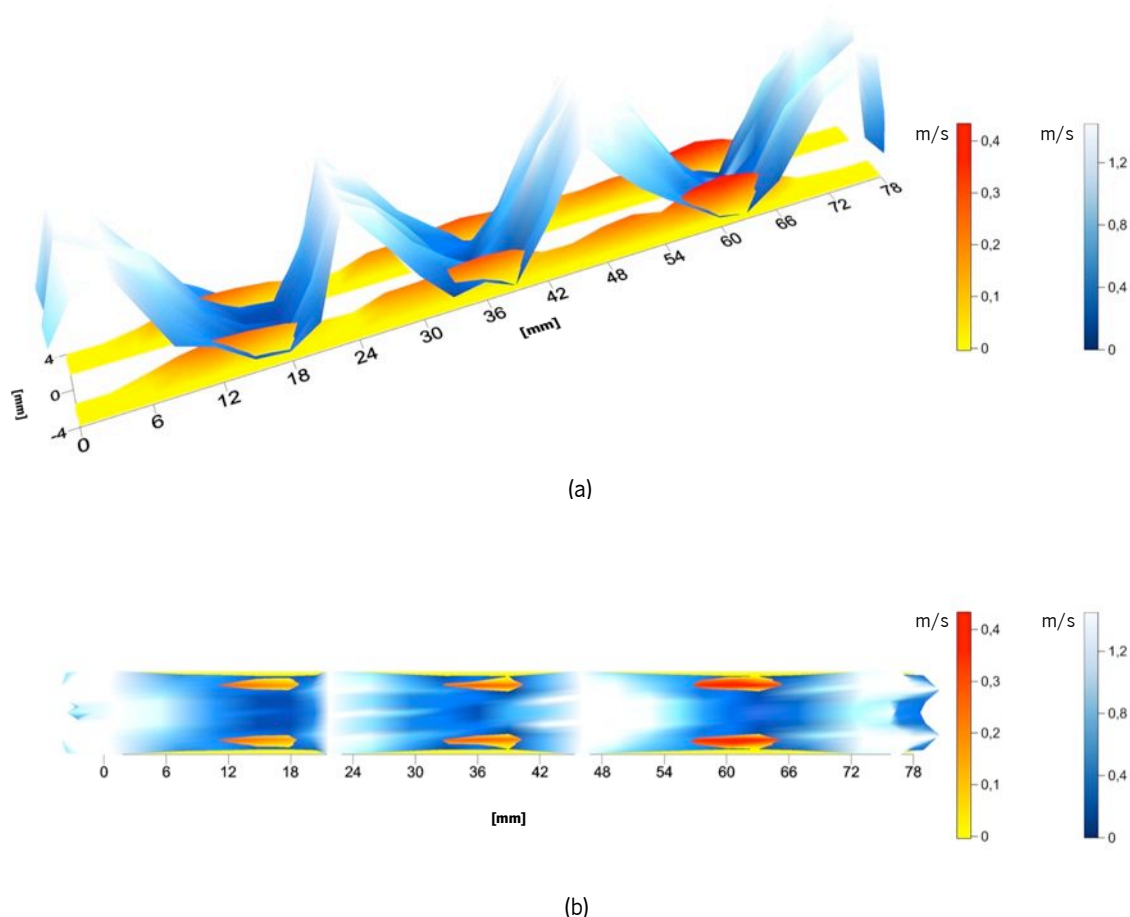


Figura 6.21 - Perfis de velocidade do escoamento das misturas (principal e secundária) à saída dos orifícios de chama para $Z=25$ mm: (a) perspectiva; (b) vista de cima

É, portanto, visível que o desenho e geometrias da flauta em questão, em especial as cavidades “inertes” existentes entre os orifícios de chama principais e secundários, favorecem a estabilização da chama originada pela mistura pobre, graças ao ancoramento promovido pela chama piloto. Tal fenómeno é sustentado, maioritariamente, pela geração de vorticidade junto à raiz da chama principal, devido ao gradiente de velocidades criado entre a referida cavidade e as zonas onde ocorre escoamento, direccionando a chama piloto à base da chama principal. Para isto conta, também, o perfil não plano e ligeiramente arredondado da secção superior da cabeça da flauta, que apresenta uma pequena curvatura (ver Figura 6.15 e Figura 6.17), colocando a saída dos orifícios secundários num plano ligeiramente inferior à saída dos orifícios principais. A menor velocidade do escoamento secundário contribui fortemente, para além da riqueza da mistura (principal factor) e dos vórtices gerados, para a estabilização da chama principal.

6.5. Análise paramétrica

A modelação matemática idealizada para a flauta com ancoramento de chama apresentada na secção 3.3.2. permite, mediante dados de entrada (tais como as propriedades físicas dos fluidos em jogo e as dimensões e geometrias do queimador), prever a quantidade de ar arrastado no processo de pré-mistura. Perante isto, torna-se pertinente recorrer ao modelo matemático para fazer estudos e previsões quanto à influência dos parâmetros de entrada no arrastamento de ar, motivo pelo qual se procedeu à análise paramétrica apresentada a seguir.

6.5.1. Influência do combustível utilizado

De modo a perceber a influência do combustível utilizado no arrastamento de ar na flauta modelada, simularam-se os rácios de ar/combustível para os combustíveis tipicamente utilizados em esquentadores domésticos, às condições exigidas por cada um (pressão de alimentação, diâmetro do injector, etc.), enunciadas na Tabela 6.11. Os resultados para o caudal mássico de ar arrastado e rácio ar/combustível (a condições atmosféricas) para os dois orifícios de admissão são apresentados na Tabela 6.20.

Tabela 6.20 - Influência do combustível no arrasto de ar ambiente numa flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto

Combustível	Orifício principal		Orifício secundário	
	Caudal mássico de ar [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$	Caudal mássico de ar [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{fuel}$
Propano	$3,1764 \times 10^{-4}$	9,30	$1,1908 \times 10^{-4}$	3,49
Butano	$2,9567 \times 10^{-4}$	8,54	$1,1322 \times 10^{-4}$	3,27
Gás Natural	$2,7686 \times 10^{-4}$	8,14	$9,3287 \times 10^{-5}$	2,74

Os resultados mostram que a influência do combustível é relativamente baixa, apesar do rácio superior do propano se destacar face aos obtidos para o butano e gás natural.

6.5.2. Influência do diâmetro do injector

Um dos parâmetros que mais directamente afecta o comportamento físico de um jacto e, consequentemente, o ar por ele induzido, é o diâmetro do injector. A diminuição do diâmetro do injector provoca o aumento da velocidade do fluido à saída. Se o caudal mássico for constante, esta diminuição leva ao aumento, bastante considerável, da magnitude da quantidade de movimento linear do jacto, factor de grande importância no fenómeno de arrastamento do fluido em repouso existente no meio sobre o qual o jacto é descarregado. Nas Figuras 6.22 e 6.23 são representadas as variações do rácio entre o caudal mássico de fluido arrastado e injectado para o orifício de admissão primário e secundário, respectivamente, para diâmetros entre os 0,35 mm e os 1,25 mm. Pela observação das figuras, é possível verificar que o rácio diminui com o aumento do diâmetro, segundo uma curva aproximadamente assintótica. Notoriamente, a variação possui o mesmo comportamento para ambos os orifícios.

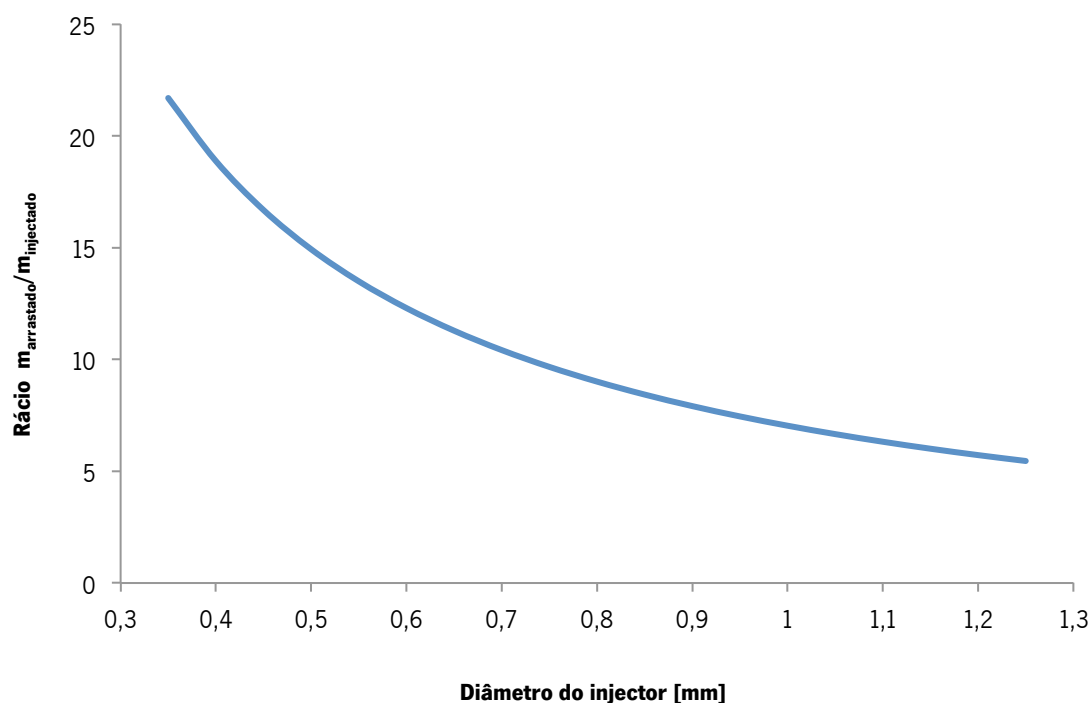


Figura 6.22 - Variação do rácio entre o caudal de fluido arrastado e injectado para o orifício primário

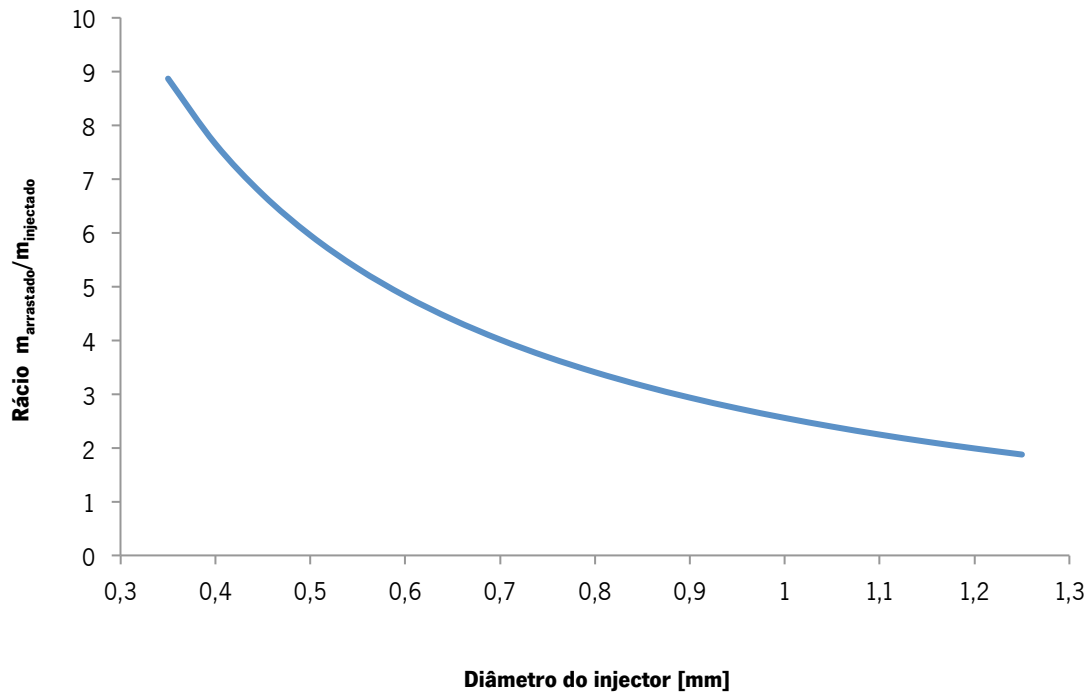


Figura 6.23 - Variação do rácio entre o caudal de fluido arrastado e injectado para o orifício secundário

6.5.3. Influência da geometria da flauta

Investigada a influência do combustível e do diâmetro do injector no arrastamento de ar, torna-se agora pertinente averiguar o peso da geometria da flauta, nomeadamente as áreas de algumas secções das condutas por onde circula a mistura, as contracções e expansões, bem como os diâmetros dos orifícios de chama. A variação das geometrias foi feita em termos percentuais, possibilitando uma avaliação mais simples e fácil do peso de cada uma, aumentando e diminuindo cada uma das variáveis até 40% do tamanho original, individualmente.

6.5.3.1. Percurso principal

De modo a perceber de que forma cada uma das geometrias mais relevantes do percurso da mistura primária influenciam o arrastamento do ar primário, efectuou-se a análise paramétrica apresentada nas Figuras 6.24 e 6.25.

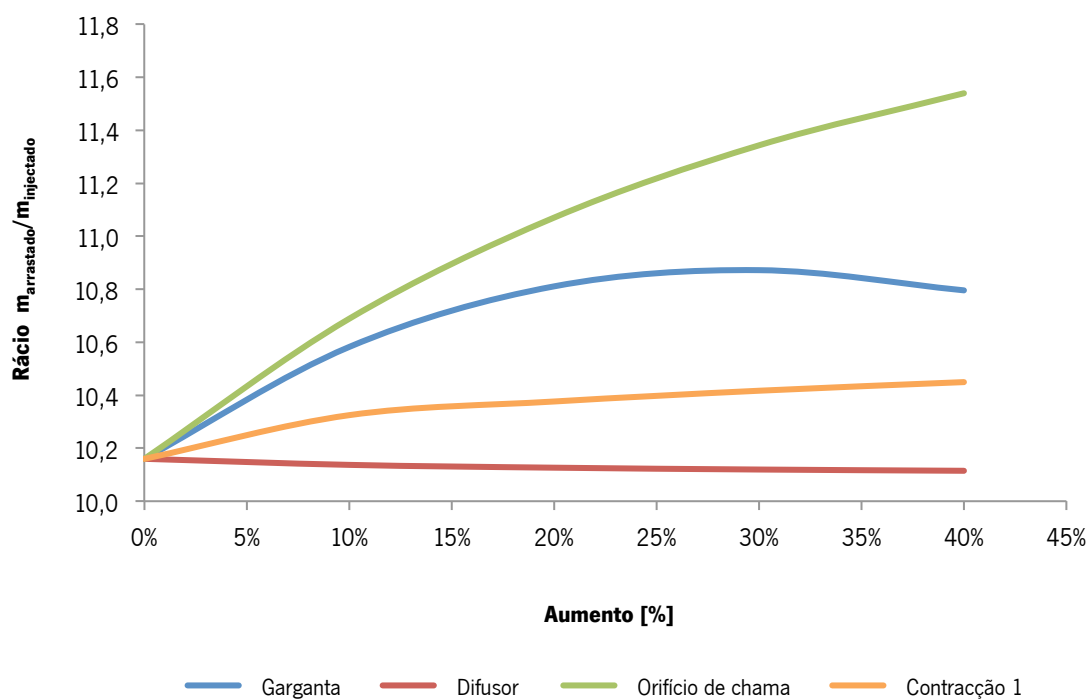


Figura 6.24 - Variação das geometrias do percurso principal da mistura (pobre): *aumento das dimensões*

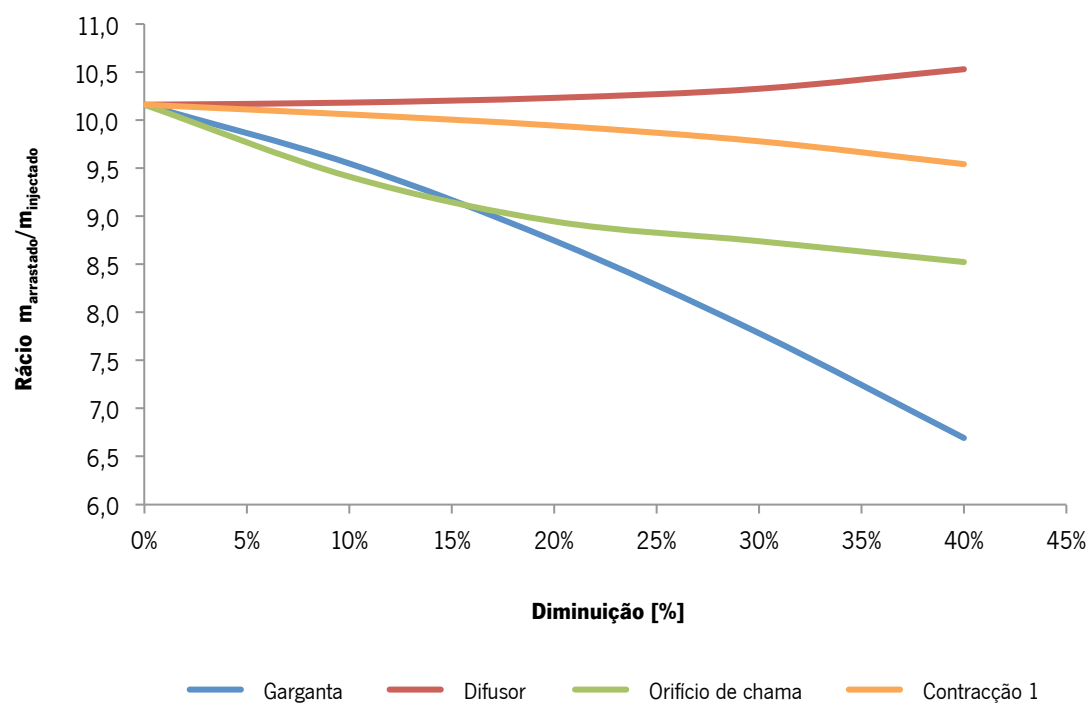


Figura 6.25 - Variação das geometrias do percurso principal da mistura (pobre): *diminuição das dimensões*

A Figura 6.24 mostra que, embora nenhuma geometria produza variações muito significativas, mesmo quando se aumenta a sua dimensão em quase 50%, aquela que mais influencia o rácio entre o caudal de fluido arrastado e injectado é orifício de chama. Curioso são os resultados obtidos para as dimensões da garganta do venturi, mostrando existir um diâmetro ideal para o qual é obtido o caudal mássico de ar arrastado máximo sendo, neste caso, cerca de 130% do diâmetro original. O aumento da dimensão do difusor, apesar do peso quase insignificante, leva à diminuição do ar arrastado, provavelmente devido ao aumento de pressão que origina a jusante, funcionando, de certo modo, como uma perda de carga. Por fim, o aumento da área da contracção 1 conduz, obviamente, a um aumento do rácio devido ao menor estrangulamento imposto ao escoamento da mistura, baixando a perda de carga.

Observando, agora, a diminuição das dimensões das geometrias atrás referidas, verifica-se, desta feita, que a variável de maior peso é a garganta, apresentando uma quebra abrupta do ar arrastado quando o seu diâmetro é reduzido. Isto leva a uma quebra de aproximadamente 35% no rácio quando o seu diâmetro é diminuído em 40%. O orifício de chama mantém a tendência observada antes, possuindo um peso significativo no valor do rácio quando as suas dimensões são reduzidas. A variação das dimensões do difusor e da contracção 1 mantêm-se como as menos relevantes, apesar de apresentarem maior influência na sua diminuição e possuírem um comportamento previsível.

6.5.3.2. *Percurso secundário*

De forma análoga ao estudo paramétrico feito para o percurso principal, foi analisada a influência no rácio fluido arrastado/injectado das dimensões das geometrias existentes ao longo de todo o percurso por onde a mistura secundária (rica) flui até ser descarregada pelos orifícios de chama. Os resultados do estudo são apresentados nas Figuras 6.26 e 6.27.

À semelhança dos resultados obtidos para o percurso principal, o aumento das dimensões das geometrias atravessadas pela mistura resulta em variações praticamente insignificantes no valor do rácio obtido. Ainda assim, o aumento da área da expansão 1 parece ser a variável cuja variação produz uma maior diferença no rácio. Tal como seria de esperar, embora pequena, o aumento do diâmetro do orifício de entrada conduz a um aumento do ar primário arrastado. A inexistência do venturi explica o aumento contínuo do rácio com o aumento do

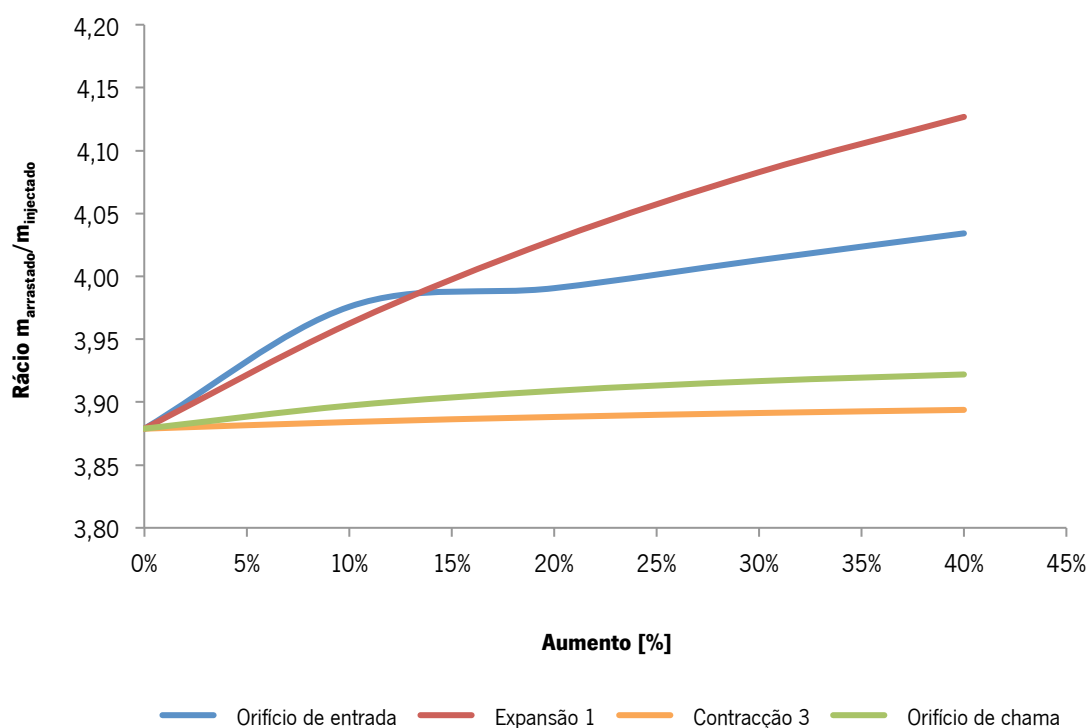


Figura 6.26 - Variação das geometrias do percurso secundário da mistura (rica): *aumento das dimensões*

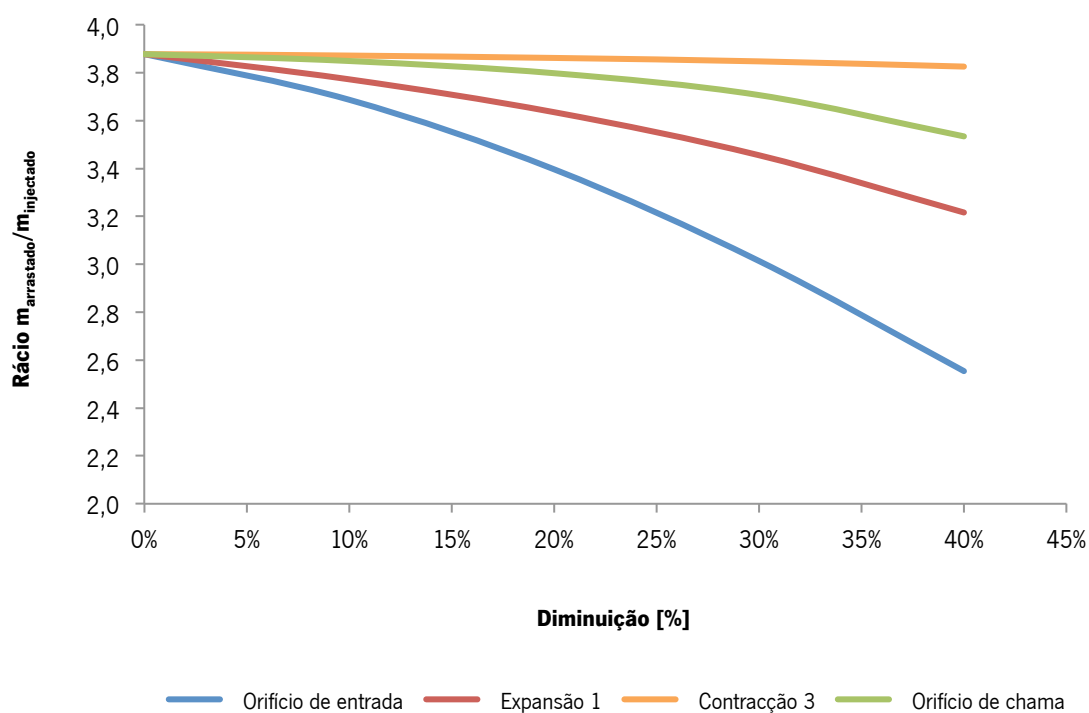


Figura 6.27 - Variação das geometrias do percurso secundário da mistura (rica): *diminuição das dimensões*

diâmetro do orifício. Contrariamente ao que sucede no outro percurso, o orifício de chama, possivelmente devido à menor velocidade do escoamento, influencia de uma maneira muito discreta a quantidade de ar arrastado. Tal como este, também a variação da área da contracção 3 é muito modesta na alteração do rácio entre o caudal induzido e o injectado. Analisando agora a diminuição das dimensões, verifica-se que a diminuição do diâmetro do orifício de entrada possui grande influência no arrastamento de ar. Sabendo que se trata da “porta de entrada” do jacto na flauta, este é um resultado bastante previsível, visto que, se “obstruirmos” a entrada, não será possível a admissão de mistura. A diminuição da área da expansão 1 e do diâmetro do orifício de chama conduzem, igualmente, à diminuição do rácio, embora de uma forma mais ligeira. Por sua vez, a diminuição da área da contracção 3 mantém praticamente inalterada a quantidade de ar induzido pelo jacto de combustível.

CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO

Neste capítulo são apresentadas as principais conclusões retiradas deste trabalho e as propostas para trabalho futuro.

7.1. Conclusões

Após o estudo e análise detalhada às soluções existentes no mercado para queimadores do tipo flauta, em especial as que apresentam baixos níveis de emissão de NO_x , procedeu-se à modelação matemática de uma flauta convencional. Esta análise numérica permitiu compreender melhor os fenómenos envolvidos na pré-mistura do ar primário necessário à combustão, bem como o rácio do caudal de ar arrastado e do caudal de combustível. O desenvolvimento e aplicação do modelo matemático permitiu, mediante comparação com dados oficiais validados, a validação do modelo, tendo este apresentado desvios pouco significativos face aos resultados validados pelo fabricante. A validação do

método permitiu o desenvolvimento de um novo modelo matemático com maior confiança. Desta vez, a modelação matemática foi aplicada a uma flauta de baixa emissão de NO_x , assente no princípio da *thick and thin combustion* de modo a perceber os mecanismos que distinguem dos convencionais. Apesar de se tratar de um queimador pressurizado, o objectivo deste trabalho fica-se pelo estudo da componente de ar primário obtida através do arrastamento induzido pelo jacto, uma vez que o âmbito de aplicação são os queimadores atmosféricos. Deste modo, foram modelados cada um dos percursos percorridos pelas duas misturas distintas. Verificou-se, então, que para um mesmo jacto, as diferentes geometrias de cada percurso conduzem a misturas com propriedades distintas, especialmente no que toca à riqueza. Obviamente, os resultados obtidos para os rácios ar/combustível foram, em magnitude, diferentes dos teoricamente anunciados pelo fabricante devido à não consideração da insuflação forçada. No entanto, a relação entre o rácio da mistura pobre e o rácio da mistura rica confirmou-se matematicamente.

De modo a confirmar os valores obtidos numericamente, foram realizados ensaios experimentais à flauta modelada. Foram medidas as velocidades do escoamento da mistura à saída dos orifícios de chama, recorrendo, por isso, à técnica de anemometria laser por efeito de Doppler (LDA). Através da sua integração foi possível obter o caudal de ar induzido pelo jacto. A comparação dos resultados práticos e teóricos mostrou, mais uma vez, a validade do modelo matemático, confirmando a diferença entre misturas.

Acessoriamente, foi levado a cabo outra actividade experimental, que permitiu compreender melhor a interacção de um jacto descarregado num meio em repouso, bem como a influência de uma tubeira de diferentes comprimentos de garganta (simulando um venturi) no arrastamento do ar.

Por fim, foi feita uma análise paramétrica com base nos modelos matemáticos concebidos, de forma a avaliar a influência das dimensões de algumas geometrias no arrastamento de ar. A realização deste trabalho permitiu retirar as seguintes conclusões:

- A solução proposta por Schlichting (1979) para a quantidade de ar arrastado por um jacto livre parece um pouco exagerada, tendo em conta os resultados obtidos pela solução de Beér e Chigier (1983) e pela integração das velocidades axiais. No entanto, se comparados com o caudal de ar arrastado numa flauta, não contemplando perdas de carga, as segundas parecem demasiado baixas.

- A solução de Beér e Chigier (1983) e a integração das velocidades apresenta, para a questão anterior, um resultado quase linear com a distância a jusante e uma enorme semelhança entre ambas.
- O teste à tubeira permitiu concluir que a quantidade arrastada por um jacto que penetra uma tubeira, (à semelhança do que sucede num venturi) é superior, apesar de não variar linearmente com o comprimento da garganta. Existe, portanto, um comprimento ideal, correspondente aos valores máximos do caudal de ar arrastado e da depressão ao nível do bocal de entrada. A comparação com resultados análogos obtidos através de CFD por Oliveira (2012), permitiu confirmar os dados obtidos experimentalmente, bem como o comportamento descrito.
- Os resultados obtidos numericamente para o coeficiente de excesso de ar (para diversos combustíveis) da flauta convencional ($0,645 \leq \lambda \leq 0,794$) revelaram-se razoavelmente próximos do valor anunciado pelo fabricante ($\lambda = 0,7$), ou seja, desvios entre os 4,7 e os 13,4%.
- A modelação matemática da flauta com chama principal ancorada por chama piloto permitiu obter valores para o rácio de ar/combustível que, confirmados experimentalmente, provaram a diferença entre as duas misturas que circulam na flauta.
- As perdas de carga induzidas na flauta em questão são bastante elevadas, baixando o rácio ar/combustível do orifício principal de 24,58 (sem perdas) para 10,08 (com perdas de carga contempladas), por exemplo.
- A geometria da cabeça da flauta e a disposição dos orifícios de chama, em especial os orifícios de chama secundários (ou piloto) favorece, fortemente, a estabilização da chama principal. A tendência direccionada da chama piloto, devido aos vórtices gerados e à baixa velocidade da mistura secundária são, provavelmente, os dois principais factores de estabilização de chama a seguir à riqueza da mistura.
- A influência do combustível utilizado no arrastamento de ar é relativamente baixa.
- A variação do diâmetro do injector, para um determinado caudal, influencia fortemente o caudal de ar induzido pelo jacto. Isto deve-se, em grande parte, ao aumento da velocidade com a diminuição do diâmetro, conduzindo ao aumento em grande escala da quantidade de movimento linear.

- A variação das geometrias internas da flauta possui, de modo geral, um peso pouco significativo na quantidade de ar primário induzido à excepção de alguns exemplo: o aumento do diâmetro do orifício de chama principal e a diminuição do diâmetro da garganta de venturi, no percurso principal e a diminuição do orifício de entrada do percurso secundário.
- A análise paramétrica feita ao percurso principal permitiu verificar que, apesar da variação pouco significativa, existe um valor óptimo para o diâmetro da garganta do venturi, no qual é atingido o valor máximo de arrastamento de ar ambiente.
- A concepção de um queimador do tipo flauta com baixas emissões de NO_x a operar em condições atmosféricas revela-se, ainda, um grande desafio.

7.2. Trabalho Futuro

A complexidade e especificidade do tema, aliados à dificuldade em encontrar informação técnica específica sobre queimadores de gás domésticos, em particular os do tipo flauta exigiram uma longa e exaustiva procura de informação que permitisse compreender convenientemente os fenómenos envolvidos. Isto levou à necessidade de aprofundar alguns pontos e desenvolver novas abordagens que o tempo algo limitado deste projecto não permitiu desenvolver. Assim, sugere-se que no futuro sejam desenvolvidos os seguintes pontos:

- Melhorar a aplicação das perdas de carga, descrevendo-as de forma mais precisa.
- Incluir o ar primário adicionado por insuflação forçada.
- Projectar e conceber um novo queimador com base na informação e experiência adquirida na área, assente no princípio da *thick and thin combustion*, por exemplo.
- Realizar ensaios e medições em condições mais próximas da realidade, em especial, sob condições de pressurização.
- Analisar mais profundamente os mecanismos e fenómenos de estabilização de chama.
- Observar e analisar a qualidade e homogeneidade da mistura.
- Fazer uma simulação computacional, CFD, do escoamento da mistura, desde a descarga do jacto até à saída pelos orifícios de chama.

REFERÊNCIAS

- Abdel-Rahman, A.A., Chakroun, W. & Al-Fahed, S.F., 1997. LDA measurements in the turbulent round jet. *Mechanics Research Communications*, 24(3), pp.277–288.
- Abramovich, G.N., 1963. *The Theory of Turbulent Jets*, Massachusetts: MIT Press.
- ACIN INSTRUMENTS, Betz micromanometer - Factory Standard for pressure calibration. , Versão EN0.
- Albertson, M., 1950. Diffusion of Submerged Jets. *Transactions ASCE*, Vol. 115.
- Albrecht, H. et al., 2003. *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*, Springer Berlin Heidelberg.
- Antonia, R.A. & Zhao, Q., 2001. Effect of initial conditions on a circular jet. *Experiments in Fluids*, 31(3), pp.319–323.
- Araújo, M.A.V. da C., 2004. *Erosion Mechanisms in Marine Sediments*. Universidade do Minho.
- Ball, C.G., Fellouah, H. & Pollard, a., 2012. The flow field in turbulent round free jets. *Progress in Aerospace Sciences*, 50, pp.1–26.
- Barozzi, L. et al., 2011. Gas Burner Technology & Gas Burner Design for Application. *WORGAS*, p.40.

- Baukal Jr, C.E., 2003. *Industrial Burners Handbook* 1ª Edição. C. Baukal, ed., CRC Press.
- Berry, W.M. et al., 1921. *Design of Atmospheric Gas Burner* Edição 193., Washington DC: U.S. Department of Commerce, Bureau of Standards - Government Printing Office.
- Beér, J.M. & Chigier, N.A., 1983. *Combustion Aerodynamics* 2ª Edição., Malabar, Florida: Krieger.
- Boersma, B.J., Brethouwer, G. & Nieuwstadt, F.T.M., 1998. A numerical investigation on the effect of inflow conditions on the self-similar region of a round jet. *Physics of Fluids*, 10(4), pp.899–909.
- Borman, G.L. & Ragland, K.W., 1998. *Combustion Engineering* 1ª Edição., Boston: McGraw-Hill.
- Bowman, C.T., 1992. Control of combustion-generated nitrogen oxide emissions: Technology driven by regulation. *Symposium (International) on Combustion*, 24(1), pp.859–878.
- Brown, G.B., 1935. On Vortex Motion in Gaseous Jets and the Origin of their Sensitivity to Sound. *Proceedings of the Physical Society*, 47, pp.703–32.
- Coelho, P. & Costa, M., 2012. *Combustão* 2ª Edição., Lisboa: Edições Orion.
- Crow, S.C. & Champagne, F.H., 1971. Orderly structure in jet turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 48(3), pp.547–91.
- DANTEC DYNAMICS, 2006. Integrated solutions in Laser Doppler Anemometry. , p.8.
- Dimotakis, P.E., 1993. Some issues on turbulent mixing and turbulence. *GALCIT Report FM93-1a*, 1993(November 1998), p.34.
- Douglas, J.F. et al., 2005. *Fluid Mechanics* 5ª Edição., Pearson Education.
- Dowling, D.R. & Dimotakis, P.E., 1990. Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 218, pp.109–141.
- Durst, F., Melling, A. & Whitelaw, J.H., 1981. *Principles and Practices of Laser Doppler Anemometry* 2ª Edição., Londres: Academic Press.
- Durst, Franz, 2008. *Fluid Mechanics: An Introduction to the Theory of Fluid Flows* 1ª Edição., Springer.
- Fellouah, Hachimi & Pollard, A., 2009. The velocity spectra and turbulence length scale distributions in the near to intermediate regions of a round free turbulent jet. *Physics of Fluids*, 21(11), p.115101.
- Fenimore, C.P., 1971. Formation of nitric oxide in premixed hydrocarbon flames. *Symposium (International) on Combustion*, 13(1), pp.373–380.

- Ferreira, M.E.C., 2008. *Atomização Efervescente na Combustão de Óleos Usados*. Universidade do Minho.
- Feroli, D., 1993. Atmospheric gas burner with a combustion producing low amounts of nitrogen and carbon oxides. *EP Patent 0 589 852 B1*, p.7.
- Forstall, W. & Gaylord, E.W., 1955. Momentum and Mass Transfer in a Submerged Water Jet. *Journal of Applied Mechanics*, 22(2).
- George, W. K., 1989b. The self-preservation of turbulent flows and its relation to initial conditions and coherent structures. *Advances in Turbulence*, pp.39–73.
- George, W.K., 1989a. The self-preservation of turbulent flows and its relation to initial conditions and coherent structures. *Advances in Turbulence*, pp.39–73.
- Glassman, I. & Yetter, R.A., 2008. *Combustion* 4ª Edição., Elsevier Inc.
- Global Energy Partners LCC, 2005. *Electric Tankless Water Heating: Competitive Assessment 1285-5-04*, Lafayette, California.
- Goldschmidt, V. & Eskinazi, S., 1966. Two-Phase Turbulent Flow in a Plane Jet. *Journal of Applied Mechanics*, 33(4), p.735.
- Goldstein, R.J., 1983. *Fluid Mechanics measurements*, Washington DC: Hemisphere Publishing Corporation.
- Granger, R.A., 1995. *Fluid Mechanics* 2ª Edição., New York: Dover Publications.
- Han, D. & Mungal, M.G., 2001. Direct measurement of entrainment in reacting/nonreacting turbulent jets. *Combustion and Flame*, 124(3), pp.370–386.
- Hazlehurst, J., 2009a. *Tolley's Basic Science and Practice of Gas Service: Gas Service Technology Volume 1* 5ª Edição., Elsevier Inc.
- Hazlehurst, J., 2009b. *Tolley's Basic Science and Practice of Gas Service: Gas Service Technology Volume 1* 5ª Edição., Elsevier Inc.
- Hewitt, D., Pratt, J. & Smith, G., 2005. Tankless Gas Water Heaters: Oregon Market Status. *Energy Trust of Oregon*, p.27.
- Hill, B.J., 1972. Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 51(04), pp.773–779.
- Hinze, J.O., 1975. *Turbulence* 2ª Edição., USA: McGraw Hill.
- Hussein, H.J., Capp, S.P. & George, William K., 2006. Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 258(-1), pp.31–75.

- Iqbal, M.O. & Thomas, F.O., 2007. Coherent structure in a turbulent jet via a vector implementation of the proper orthogonal decomposition. *Journal of Fluid Mechanics*, 571, pp.281–326.
- Jones, H.R.N., 1989. *The Application of Combustion Principles to Domestic Gas Burner Design* 1ª Edição., London: Taylor & Francis - British Gas.
- Kanury, A.M., 1994. *Introduction to Combustion Phenomena* 8ª Edição., New York: Gordon and Breach Science Publishers.
- Kemna, R. et al., 2007. *Eco-design of Water Heaters*, Delft.
- Kotsovinos, N.E., 1975. A note on the spreading rate and virtual origin of a plane turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 77(02), p.305.
- Kuethe, A.M., 1935. Investigations of the Turbulent Mixing Regions Formed by Jets. *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 2(Nº 3), pp.87–95.
- Kundu, P.K., Cohen, I.M. & Dowling, D.R., 2011. *Fluid Mechanics* 5ª Edição., Academic Press.
- Kuo, K.K., 1986. *Principles of Combustion* 1ª Edição., New York: Wiley-Interscience.
- Kuriyama, Y. et al., 2003. Combustion Apparatus. *US Patent 2003/0143507 A1*, p.52.
- Law, C.K., 2006. *Combustion Physics*, New York: Cambridge University Press.
- Lee, S.L. & Durst, F., 1979. *On the motion of particles in turbulent flows*, Washington DC: The Commission.
- Lewis, B. & von Elbe, G., 1961. *Combustion, Flames and Explosion of Gases* 2ª Edição., New York: Academic Press.
- Mendes, A. & Moreno, C., 2002. *Mecânico de Aparelhos de Gás* 1ª Edição., Lisboa.
- Mi, J., Nobes, D.S. & Nathan, G.J., 2001. Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 432, pp.91–125.
- Miller, J.A. & Bowman, C.T., 1989. Mechanism and modeling of nitrogen chemistry in combustion. *Progress in Energy and Combustion Science*, 15(4), pp.287–338.
- Monnot, G., 1985. *Principles of Turbulent Fired Heat*, Editions TECHNIP.
- Morris, A.S. & Langari, R., 2011. *Measurement and Instrumentation Theory and Application*, Butterworth-Heinemann.
- Nakaura, M. et al., 1997. Method Of Making A Burner Device. *US Patent 5,661,905*, p.33.

- Nunes, A.V.A., 2003. *Injecção e Mistura de Jactos em Espaços Confinados*. Guimarães: Universidade do Minho.
- Oliveira, R., 2012. Comunicação privada.
- Panchapakesan, N.R. & Lumley, J.L., 1993. Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 1. Air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 246(-1), pp.197–223.
- Panchapakesan, N.R. & Lumley, J.L., 2006. Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 2. Helium jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 246(-1), p.225.
- Polyanin, A.D. & Manzhirov, A. V., 2007. *Handbook of Mathematics for Engineers and Scientists* 1ª Edição., Taylor & Francis.
- Potter, M.C., Wiggert, D.C. & Ramadan, B.H., 2011. *Mechanics of Fluids* 4ª Edição., CL Engineering.
- Quinn, W.R. & Militzer, J., 1989. Effects of nonparallel exit flow on round turbulent free jets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 10(2), pp.139–145.
- Richards, C.D. & Pitts, W.M., 1993. Global density effects on the self-preservation behaviour of turbulent free jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 254(-1), pp.417–435.
- Ricou, F.P. & Spalding, D.B., 1961. Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 11(01), pp.21–32.
- Rodi, W., 1975. A new method of analysing hot-wire signals in highly turbulent flow, and its evaluation in a round jet. *DISA*, pp.9–18.
- Rodko, A., 1997. *Laser Doppler Anemometry of a Wave Affected Turbulent Jet*. The Cooper Union.
- Ryan, D. et al., 2010. Water Heater Market Profile. *ENERGY STAR - U.S. Department of Energy*, p.34.
- Sachs, H., Nadel, S. & Amann, J., 2004. Emerging energy-saving technologies and practices for the buildings sector as of 2004. *American Council for ...*, 20036(October).
- Saxon, F., 2006. *Tolley's Domestic Gas Installation Practice: Gas Service Technology Volume 2* 4ª Edição. F. Saxon, ed., Elsevier Ltd.
- Schlichting, H., 1979. *Boundary-Layer Theory* 7ª Edição., McGraw-Hill.
- Seebauer, M., 1981. Queimador Atmosférico para todos os tipos de gases combustíveis, em especial, para aparelhos domésticos aquecidos a gás. *Patente PT073794(B)*, p.14.
- Shimazu, M. et al., 2007. Combustion Apparatus. *US Patent 2008/0160467 A1*, p.34.

- Smith, K.O. & Blust, J., 2005. Combustion Instabilities in Industrial Gas Turbines: Solar Turbines' Experience. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 210, pp.29–42.
- Steele, R.C. et al., 2000. Passive Control of Combustion Instability in Lean Premixed Combustors. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 122(3), p.412.
- Sugahara, T. et al., 1994. Burner low in the generation of nitrogen oxides and a small combustion apparatus. *US Patent 5,318,438*, p.13.
- Taylor, G.I., 1958. Flow Induced by Jets. *Journ. Aero/Space Science*, 25.
- Teixeira, J.C.F., 1988. *Turbulence in Annular Two Phase Flow*. University of Birmingham.
- Tennekes, H. & Lumley, J.L., 1972. *A first course in turbulence*, MIT Press.
- Treloar, R.D., 2010. *Gas Installation Technology* 2ª Edição., Wiley-Blackwell.
- Turns, S.R., 2000. An Introduction to Combustion: Concepts and Applications. In McGraw-Hill, p. 676.
- U.S. Department of Energy, 2008. Residential Water Heaters: Final Criteria Analysis. *ENERGY STAR*, (Abril), pp.1–11.
- U.S. Department of Energy, 2009. Water Heater Market Profile 2009. *ENERGY STAR*, (Setembar), p.20.
- Uddin, M. & Pollard, A., 2007. Self-similarity of coflowing jets: The virtual origin. *Physics of Fluids*, 19(6), pp.068103/1–068103/4.
- VULCANO, 2008a. Instruções de instalação e de manutenção para técnicos especializados. , p.68.
- VULCANO, 2008b. Manual de Instalação e Utilização Esquentadores a Gás. , p.24.
- White, F.M., 1998. *Fluid Mechanics* 4ª Edição., McGraw-Hill.
- White, F.M., 2006. *Viscous Fluid Flow* 3ª Edição., McGraw-Hill.
- Winant, C.D. & Brownand, F.K., 1974. Vortex Pairing: The Mechanism of Turbulent Mixing-Layer Growth at Moderate Reynolds Numbers. , 63.
- Wynanski, I. & Fiedler, H., 1969. Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 38(03), pp.577–612.
- Xu, G. & Antonia, R., 2002. Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet. *Experiments in Fluids*, 33(05), pp.677–683.
- Zhang, Z., 2010. *LDA Application Methods*, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg.

Anexo A

ANÁLISE PARAMÉTRICA DE UMA FLAUTA CONVENCIONAL

Neste anexo é apresentada a análise paramétrica efectuada a uma flauta convencional, onde foi avaliada a influência do diâmetro do injector e das geometrias internas no caudal de ar.

VARIAÇÃO DO DIÂMETRO DO INJECTOR

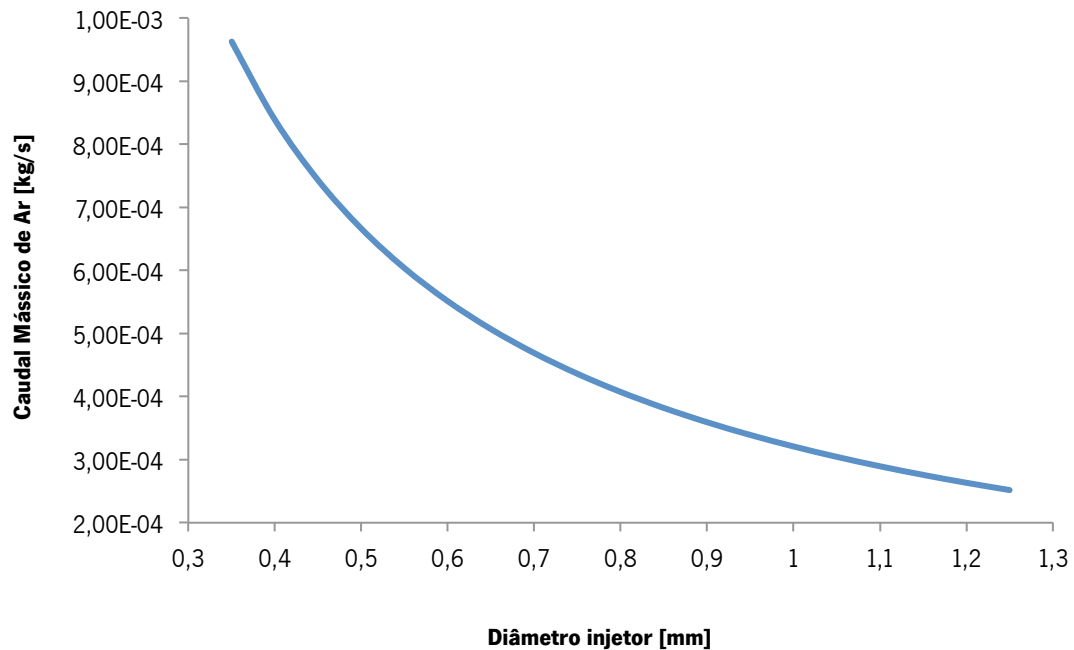


Figura A.1 - Variação do caudal mássico de ar arrastado em função do diâmetro do injetor numa flauta convencional

VARIAÇÃO DAS GEOMETRIAS INTERNAS

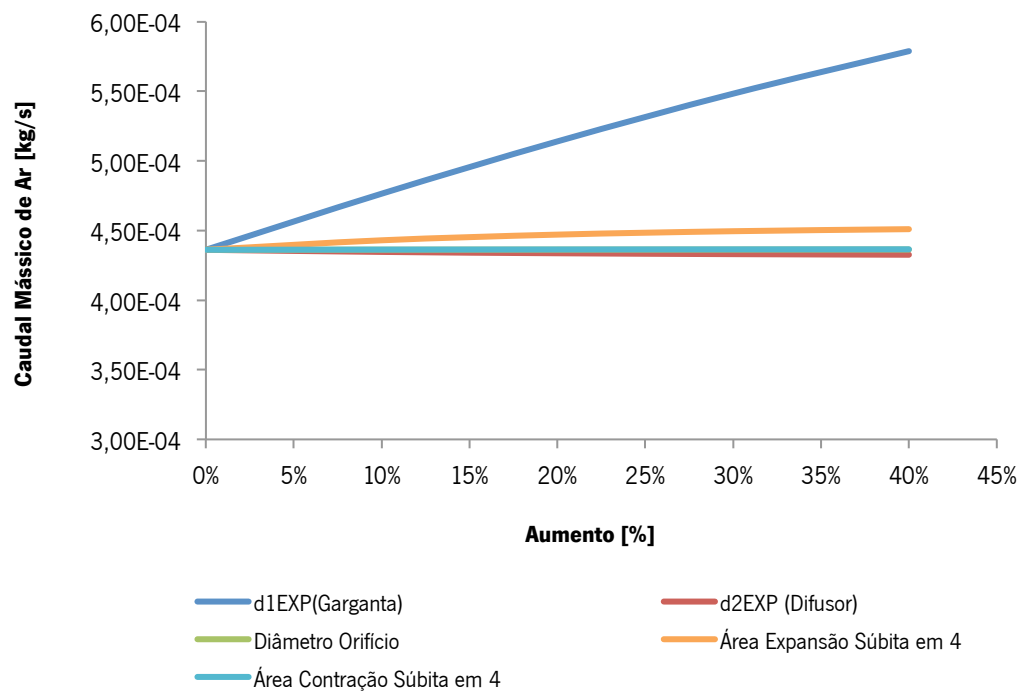


Figura A.2 - Variação das geometrias internas da flauta convencional: *aumento*

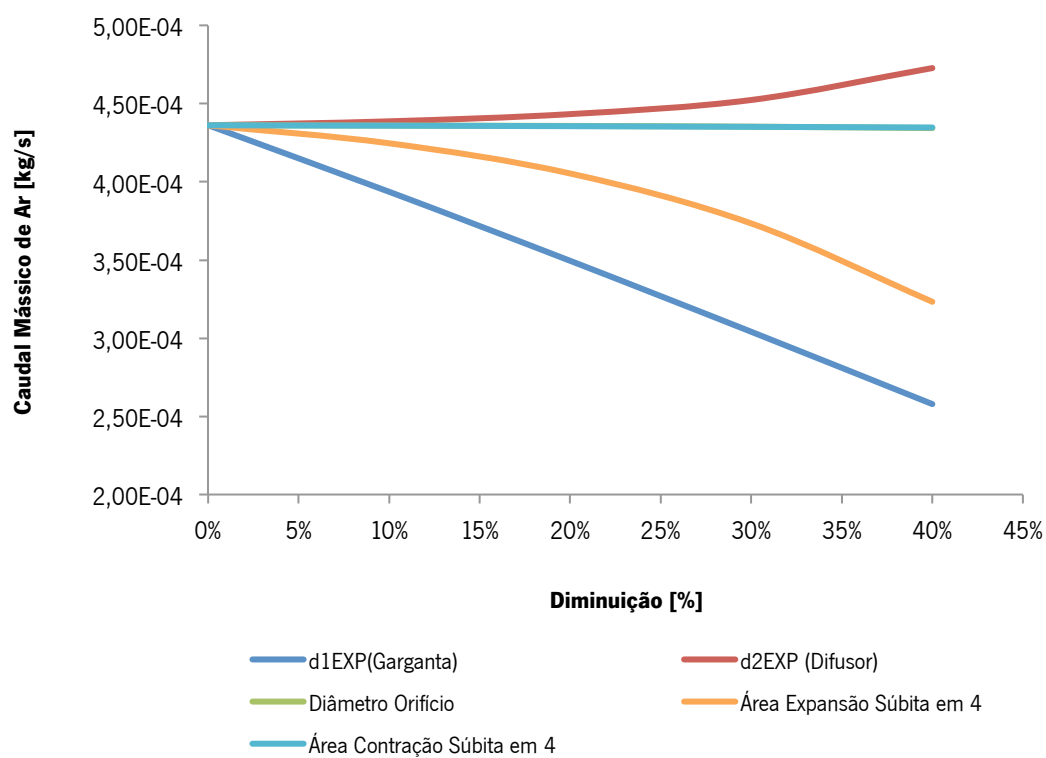


Figura A.3 - Variação das geometrias internas da flauta convencional: *diminuição*

DEDUÇÕES MATEMÁTICAS

Neste anexo são apresentadas as deduções matemáticas efectuadas de forma a obter as equações que regem o modelo matemático da flauta com ancoramento de chama principal por chama piloto.

EQUAÇÕES PARA O ORIFÍCIO PRINCIPAL

Ponto 1 a 2

$$(P_2 - P_{ar})A_2 = -(\dot{m}_{mix}\beta.V_2 - \dot{m}_{fuel}.V_{inj}) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow P_2 = -\left(\frac{\dot{m}_{mix}\beta.V_2 - \dot{m}_{fuel}.V_{inj}}{A_2}\right)$$

Ponto 2 a 3

$$\frac{(P_2 - P_3)}{\rho_{mix}} = h_{23} - \frac{\alpha}{2}(V_2^2 - V_3^2) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow P_3 = -\rho_{mix}h_{23} + \frac{\alpha}{2}\rho_{mix}(V_2^2 - V_3^2) + P_2$$

Ponto 3 a 4

$$\frac{(P_3 - P_4)}{\rho_{mix}} = h_{34} - \frac{\alpha}{2}(V_3^2 - V_4^2) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow P_4 = -\rho_{mix}h_{34} + \frac{\alpha}{2}\rho_{mix}(V_3^2 - V_4^2) + P_3$$

Ponto 4 e atmosfera

$$\frac{(P_4 - P_0)}{\rho_{mix}} = h_{40} - \frac{\alpha}{2}(V_4^2 - V_0^2) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow P_4 = \rho_{mix}h_{40} - \frac{\alpha}{2}\rho_{mix}(V_4^2 - V_0^2) + P_0 \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow P_4 = \rho_{mix}h_{40} - \frac{\alpha}{2}\rho_{mix}(V_4^2)$$

DEDUÇÃO

$$\begin{aligned}
 \rho_{mix} h_{40} - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_4^2) &= -\rho_{mix} h_{34} + \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_3^2 - V_4^2) - \rho_{mix} h_{23} + \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_2^2 - V_3^2) - \frac{(\dot{m}_{mix} \beta V_2 - \dot{m}_{fuel} V_{inj})}{A_2} \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow -\frac{(\dot{m}_{mix} \beta V_2 - \dot{m}_{fuel} V_{inj})}{A_2} &= \rho_{mix} h_{40} - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_4^2) + \rho_{mix} h_{34} - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_3^2 - V_4^2) + \rho_{mix} h_{23} - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_2^2 - V_3^2) \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow -\frac{\dot{m}_{mix} \beta V_2}{A_2} + \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_2} &= \rho_{mix} (h_{40} + h_{34} + h_{23}) - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_4^2 + V_3^2 - V_4^2 + V_2^2 - V_3^2) \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow -\frac{\dot{m}_{mix} \beta V_2}{A_2} + \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_2} &= \rho_{mix} (h_{40} + h_{34} + h_{23}) - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_2^2) \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_2} - \rho_{mix} (h_{40} + h_{34} + h_{23}) &= \frac{\dot{m}_{mix} \beta V_2}{A_2} - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_2^2) \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_2} - \frac{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})}{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}} (h_{40} + h_{34} + h_{23}) &= \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}) \beta \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^2}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}) A_2} \right)}{A_2} - \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}} \right) \times \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})^2 A_2^2} \right) \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_2} - \frac{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})}{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})} (h_{40} + h_{34} + h_{23}) &= \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^3}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}) A_2} \beta - \frac{\alpha}{2} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^3}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}) A_2^2} \right) \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_2} - \frac{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})}{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})} (h_{40} + h_{34} + h_{23}) &= \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^3}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})} \left(\frac{\beta}{A_2^2} - \frac{\alpha}{2 A_2^2} \right)
 \end{aligned}$$

DETERMINAÇÃO DAS PERDAS DE CARGA

Coeficiente de perda de carga na conduta

$$K_{CC} = 0,42 \left(1 - \frac{d_{1CC}^2}{d_{2CC}^2} \right)$$

$$h_{CC} = K_{CC} \frac{V_{CC}^2}{2g} = K_{CC} \left(\frac{\frac{\dot{m}_{mix}^2}{\rho_{mix}^2 A_{CC}^2}}{2g} \right)$$

$$h_{CC} = K_{CC} \left(\frac{\left(\frac{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}}{N_{OCP}} \right)^2}{\left(\frac{\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}} \right)^2 A_{CC}^2 2g} \right) = K_{CC} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})^2 N_{OCP}^2 A_{CC}^2 2g} \right)$$

Perdas de carga distribuídas

$$Re_{Dh} = \frac{V.DH}{\nu}$$

$$Dh = \frac{4A}{P} = \frac{4wd}{2w + 2d}$$

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad \dot{m} = \rho VA$$

$$f_{lam} = \frac{96}{Re_{Dh}}$$

$$h_f = f_{lam} \frac{L}{Dh} \frac{V^2}{2g} \Rightarrow h_f = \frac{96}{Re_{Dh}} \frac{L}{Dh} \frac{V^2}{2g}$$

$$Re_{Dh} = \left(\frac{\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^2}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}) A_{or}} \left(\frac{4 \times A_{or}}{P_{or}} \right)}{\nu} \right)$$

$$\begin{aligned}
 h_{pd} &= \frac{\frac{96}{\left(\frac{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})A_{oc}}\right)\left(\frac{4 \times A_{oc}}{P_{oc}}\right)\left(\frac{4 \times A_{oc}}{P_{oc}}\right)} L_{PD}}{\nu} \times \frac{\left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{oc}^2}\right)}{2g} \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow h_{pd} &= \frac{96 L_{PD} \nu \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{oc}^2}\right)}{\left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^2}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})A_{oc}}\right)\left(\frac{4 \times A_{oc}}{P_{oc}}\right)^2} \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow h_{pd} &= \frac{96 L_{PD} \nu \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^2}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})N_{OCP}A_{oc}}\right)}{\left(\frac{4 \times A_{oc}}{P_{oc}}\right)^2 2g}
 \end{aligned}$$

Coeficiente de perda de carga da curva (cotovelo)

$$h_{cr} = K \frac{V^2}{2g}$$

$$K_{cr} = 0,13 + 1,83 \left(\frac{r}{a}\right)^{3,5}$$

$$h_{cr} = \left[0,13 + 1,83 \left(\frac{r}{a}\right)^{3,5}\right] \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{cr}^2 2g}$$

Coeficiente de perda de carga no venturi

$$K_{venturi} = \left(1 - \frac{d_{1EXP}}{d_{2EXP}} - C_p\right)$$

$$h_{venturi} = \left(1 - \frac{d_{1EXP}}{d_{2EXP}} - C_p \right) \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_2^2 2g}$$

$$C_p = \alpha \left(\frac{A_{1EXP}^2}{A_{2EXP}^2} - 1 \right)$$

C_p

$$\begin{aligned} C_p &= \frac{p_2 - p_0}{\frac{1}{2} \rho_{mix} (V_2^2)} = \frac{\frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_2^2 - V_3^2)}{\frac{1}{2} \rho_{mix} (V_2^2)} = \frac{2\alpha \rho_{mix} (V_2^2 - V_3^2)}{2 \rho_{mix} V_2^2} = \\ &= \alpha \left(\frac{(V_2^2 - V_3^2)}{V_2^2} \right) = \alpha \left(\frac{V_2^2}{V_2^2} - \frac{V_3^2}{V_2^2} \right) = \\ &= \alpha \left(1 - \frac{V_3^2}{V_2^2} \right) = \alpha \left(1 - \frac{\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_3^2}}{\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_2^2}} \right) = \\ C_p &= \alpha \left(1 - \frac{A_2^2}{A_3^2} \right) \end{aligned}$$

Coeficiente de perda de carga nos orifícios de chama

$$K_{oc} = 1 \rightarrow d/D \approx 0$$

$$h_{oc} = 1 \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{oc}^2 2g N_{OCP}}$$

PERDAS DE CARGA

Entre 2 e 3

$$h_{23} = K_{venturi} \frac{V_2^2}{2g} = \left(1 - \frac{d_{1EXP}^4}{d_{2EXP}^4} - C_p\right) \frac{V_2^2}{2g} =$$

$$= \left(1 - \frac{d_{1EXP}^4}{d_{2EXP}^4} - C_p\right) \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_2^2 \cdot 2g}$$

Entre 3 e 4

$$h_{34} = K_{CS} \frac{V_{CS}^2}{2g} + K_{ES} \frac{V_{ES}^2}{2g} + K_{CC} \frac{V_{CC}^2}{2g} + h_{PD} + K_{CV} \frac{V_{CV}^2}{2g} =$$

$$= K_{CS} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{CS}^2 2g} \right) + K_{ES} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{ES}^2 2g} \right)$$

$$+ K_{CC} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{CC}^2 2g} \right) + h_{PD} + K_{CV} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{CV}^2 2g} \right) =$$

$$= \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 2g} \right) \left(\frac{K_{CS}}{A_{CS}^2} + \frac{K_{ES}}{A_{ES}^2} + \frac{K_{CC}}{A_{CC}^2} + \frac{K_{CV}}{A_{CV}^2} \right) + \frac{96L_{PD}v \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^2}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 N_{OCD} A_{OC}} \right)}{\left(\frac{4A_{OC}}{P_{OC}} \right) 2g}$$

Entre 4 e atmosfera

$$K_{OC} = 1$$

$$h_{40} = K_{OC} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{OC}^2 N_{OCP}^2 2g} \right)$$

EQUAÇÕES PARA O ORIFÍCIO SECUNDÁRIO

Ponto 5 a 6

$$\begin{aligned} (P_6 - P_{ar}) A_6 &= -(\dot{m}_{mix} \beta \cdot V_6 - \dot{m}_{fuel} \cdot V_{inj}) \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow P_6 &= \frac{-\dot{m}_{mix} \beta \cdot V_6 + \dot{m}_{fuel} \cdot V_{inj}}{A_6} \end{aligned}$$

Ponto 6 a 7

$$\begin{aligned} \frac{(P_6 - P_7)}{\rho_{mix}} &= h_{67} - \frac{\alpha}{2} (V_6^2 - V_7^2) \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow P_7 &= -\rho_{mix} h_{67} + \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_6^2 - V_7^2) + P_6 \end{aligned}$$

Ponto 7 e atmosfera

$$\begin{aligned} \frac{(P_7 - P_0)}{\rho_{mix}} &= h_{70} - \frac{\alpha}{2} (V_7^2 - V_0^2) \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow P_7 &= \rho_{mix} h_{70} - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_7^2) \end{aligned}$$

DEDUÇÃO

$$\begin{aligned}
\rho_{mix} h_{70} - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_7^2) &= -\rho_{mix} h_{67} + \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_6^2 - V_7^2) - \frac{\dot{m}_{mix} \beta V_6 - \dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_6} \Leftrightarrow \\
\Leftrightarrow -\frac{\dot{m}_{mix} \beta V_6 - \dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_6} &= \rho_{mix} h_{70} - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_7^2) + \rho_{mix} h_{67} - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_6^2 - V_7^2) \Leftrightarrow \\
\Leftrightarrow -\frac{\dot{m}_{mix} \beta V_6 - \dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_6} &= \rho_{mix} (h_{70} - h_{67}) - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_7^2 + V_6^2 - V_7^2) \Leftrightarrow \\
\Leftrightarrow -\frac{\dot{m}_{mix} \beta V_6}{A_6} + \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_6} &= \rho_{mix} (h_{70} + h_{67}) - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_6^2) \Leftrightarrow \\
\Leftrightarrow \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_6} - \rho_{mix} (h_{70} - h_{67}) &= \frac{\dot{m}_{mix} \beta V_6}{A_6} - \frac{\alpha}{2} \rho_{mix} (V_6^2) \Leftrightarrow \\
\Leftrightarrow \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_6} - \frac{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})}{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})} (h_{70} + h_{67}) &= \frac{\left((\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}) \beta \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^2}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}) A_6} \right)}{A_6} - \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}} \right) (V_6^2) \Leftrightarrow \\
\Leftrightarrow \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_6} - \frac{\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}} (h_{70} + h_{67}) &= \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^3 \beta}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}) A_6^2} - \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}} \right) \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})^2 A_6^2} \right) \Leftrightarrow \\
\Leftrightarrow \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_6} - \frac{\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel}} (h_{70} + h_{67}) &= \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^3 \beta}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}) A_6^2} - \frac{\alpha}{2} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^3}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}) A_6^2} \right) \Leftrightarrow \\
\Leftrightarrow \frac{\dot{m}_{fuel} V_{inj}}{A_6} - \frac{\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{ar}} (h_{70} + h_{67}) &= \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^3}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})} \left(\frac{\beta}{A_6^2} - \frac{\alpha}{2 A_6^2} \right)
\end{aligned}$$

DETERMINAÇÃO DAS PERDAS DE CARGA

Perdas de carga nos orifícios da gargata

$$\begin{aligned}h_{or} &= V_{or} \cdot \frac{V_{or}^2}{2g} \Leftrightarrow \\&\Leftrightarrow h_{or} = 0,5 \times \frac{\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A^2}}{2g} \Leftrightarrow \\&\Leftrightarrow h_{or} = 0,5 \times \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_0^2 \cdot F^2 \cdot 2g}\end{aligned}$$

Coefficiente de perda de carga na contracção 1

$$K_{CS1} = 0,42 \left(1 - \frac{d_{1CS1}^2}{d_{2CS1}^2} \right)$$

Coefficiente de perda de carga na expansão 1

$$K_{ES1} = \left(1 - \frac{d_{1ES1}^2}{d_{2ES1}^2} \right)$$

Coefficiente de perda de carga na contracção 2

$$K_{CS2} = 0,42 \left(1 - \frac{d_{1CS2}^2}{d_{2CS2}^2} \right)$$

Coeficiente de perda de carga na expansão 2

$$K_{ES2} = \left(1 - \frac{d_{1ES2}^2}{d_{2ES2}^2} \right)$$

Coeficiente de perda de carga na contracção 3

$$K_{CS3} = 0,42 \left(1 - \frac{d_{1CS3}^2}{d_{2CS3}^2} \right)$$

Perdas de carga no orifício de chama

$$h_{oc} = \frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{oc}^2 2gN_{OCS}^2}$$

PERDAS DE CARGA

Entre o ponto 6 e 7

$$\begin{aligned} h_{67} &= K_{or} \frac{V_{or}^2}{2g} + K_{CS1} \frac{V_{CS1}^2}{2g} + K_{ES1} \frac{V_{ES1}^2}{2g} + K_{CS2} \frac{V_{oCS2}^2}{2g} + K_{ES2} \frac{V_{ES2}^2}{2g} K_{CS3} \frac{V_{CS3}^2}{2g} = \\ &= K_{or} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 A_{or}^2 F^2 2g} \right) \\ &+ \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})^4}{(\rho_{ar}\dot{m}_{ar} + \rho_{fuel}\dot{m}_{fuel})^2 2g} \right) \left(\frac{K_{CS1}}{A_{CS1}^2} + \frac{K_{ES1}}{A_{ES1}^2} + \frac{K_{CS2}}{A_{CS2}^2} + \frac{K_{ES2}}{A_{ES2}^2} + \frac{K_{CS3}}{A_{CS3}^2} \right) \end{aligned}$$

Entre o ponto 7 e a atmosfera

$$h_{70} = K_{oc} \frac{V_{oc}^2}{2g}$$

$$h_{70} () = K_{oc} \left(\frac{(\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{fuel})}{(\rho_{ar} \dot{m}_{ar} + \rho_{fuel} \dot{m}_{fuel})^2 A_{oc}^2 N_{OCS} 2g} \right)$$

PROGRAMA COMPUTACIONAL

Neste anexo é apresentado o programa escrito em linguagem Fortran, desenvolvido ao longo deste trabalho, que permite a determinação do caudal mássico de ar arrastado numa flauta convencional.

```

C*****1*****2*****3*****4*****5*****6*****7
C2345678901234567890123456789012345678901234567890123456789012
C
C
C   Determinação do caudal mássico de ar
C   arrastado por um jacto de gás
C   num queimador de esquentador
C
C
C***** LISTA DE VARIÁVEIS *****
C
C
C   mfuel  - Caudal mássico de combustível [kg/s]
C   mar    - Caudal mássico de ar [kg/s]
C   Vinj   - Velocidade de injeção do combustível à saída do injector [m/s]
C   Rhoar  - Massa volúmica do ar [kg/m^3]
C   Rhofuel - Massa volúmica do combustível [kg/m^3]
C   alpha  - Factor de correcção da não unidimensionalidade do escoamento
C   beta   - Factor de correcção da não uniformidade do perfil de velocidade
C
C   h33    - Perda de carga entre os pontos 3 e 3' [m]
C   h34    - Perda de carga entre os pontos 3' e 4 [m]
C   h40    - Perda de carga entre o ponto e 4 (saída da flauta) e atmosfera [m]
C
C   d1exp  - Diâmetro menor da expansão do Venturi [m]
C   d2exp  - Diâmetro maior da expansão do Venturi [m]
C   d1cs   - Diâmetro menor da contracção súbita no ponto 4 [m]
C   d2cs   - Diâmetro maior da contracção súbita no ponto 4 [m]
C   d1es   - Diâmetro menor da expansão súbita no ponto 4 [m]
C   d2es   - Diâmetro maior da expansão súbita no ponto 4 [m]
C
C   A3     - Área transversal da secção 3 (garganta do Venturi) [m^2]
C   A1exp  - Área menor da expansão do Venturi [m^2] = A3
C   A2exp  - Área maior da expansão do Venturi [m^2]
C   Acs    - Área da contracção súbita no ponto 4 [m^2]
C   Aes    - Área da expansão súbita no ponto 4 [m^2]
C   Aes4   - Área da expansão súbita nos orifícios de saída (descarga) [m^2]
C
C   g      - Aceleração gravítica [m/s^2]
C
C   n      - Número de furos de descarga
C
C
C   O ficheiro "DadosEntrada" contém os valores das variáveis de entrada
C
C   O ficheiro "PerdasCarga" contém os valores das variáveis de entrada
C   necessárias ao cálculo das perdas de carga
C
C
C
C
C   implicitreal*8 (a-h,m-z)
C   open (unit=2,file='DadosEntrada')
C       open (unit=3,file='PerdasCarga')
C   open (unit=5, file='con')
C
C   read (2,*) beta,alpha,Vinj,Rhoar,Rhofuel,mfuel,criterio,g
C   read (3,*) d1exp,d2exp,d1cs,d2cs,d1es,d2es,n,dorificio
C   write (5,122)
C   read (5,*) mar0
C
C*****
C   Cálculos Geométricos
C

```

```

pi=4.*atan(1.d0)
A1exp=pi*(d1exp**(2.))/4.
A2exp=pi*(d2exp**(2.))/4.
Acs=pi*(d2cs**(2.))/4.
Aes=pi*(d1es**(2.))/4.
A3=pi*(d1exp**(2.))/4.
Aes4=pi*(dorificio**(2.))/4.
c    print *, A1exp, A2exp, Acs, Aes, A3, Aes4
c    stop
c*****
c
c
c
10    marnovo=mar0
      mar=marnovo
      A=-(mfuel*Vinj/A3)
      B=(mar*Rhoar+mfuel*Rhofuel)
      C=(alpha/(2.*A3**(2.))-(beta/A3**(2.)))
c    print *, A, B, C
c    stop
c
c
c
      CallPerdasdeCarga (mar,mfuel,Rhoar,Rhofuel,g,d1exp,d2exp,A1exp,
@A2exp,d1cs,d2cs,Acs,d1es,d2es,dorificio,Aes,Aes4,n,h33,h34,h40,A,
@B,C,alpha)

      PC=((B)/(mar+mfuel))*(h33+h34+h40)
c    print *, PC
c    stop
      marcalc=(((A+PC)*B)/C)**(1./3.)-mfuel
c    print *, marcalc
c    stop
      marnovo=marcalc
c    print *, marnovo
c    stop
      erro=(dabs(marnovo-mar))/mar
c    print *, erro
c    stop
c
if(erro.gt.criterio) goto 10
c
      Racio=marnovo/mfuel
c
write (5,150) marnovo, Racio

c
122 format( 2x,'Introduza Caudal massico de ar inicial')
150 format( 2x,f8.6,3x,f6.3\ )
stop
end
c
c
c*****
c
SUBROUTINEPerdasdeCarga (mar,mfuel,Rhoar,Rhofuel,g,d1exp,d2exp,
@A1exp,A2exp,d1cs,d2cs,Acs,d1es,d2es,dorificio,Aes,Aes4,n,h33,h34,
@h40,A,B,C,alpha)

c
c
c
implicitreal*8 (a-h,m-z)
c
h33=(1.-(d1exp**(4.)/d2exp**(4.))-alpha*((A1exp**(2.)/A2exp**(2.))
@-1.))*((mar+mfuel)**(4.))/((B**(2.))*2.*g*(A1exp**(2.)))
c    print *, h33

```

```
c      stop
c      h33=0.
c
hmcS=(0.42*(1.-(d1cs**(2.)/d2cs**(2.))))*(1./Acs**(2.))
hmes=((1.-(d1es**(2.)/d2es**(2.))))**(2.)*(1./Aes**(2.))
h34=(hmcS+hmes)*((mar+mfuel)**(4.))/((B**(2.))*2.*g)
c      print *, h34
c      stop
c      h34=0.
c
h40=((mar+mfuel)**(4.)/(B**(2.)*Aes4**(2.)*2.*g*(n**(2.))))
      print *, h40
c      stop
c      h40=0.
c      print *, h33, h34, h40
      RETURN
      END
```